



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Д. Н. Воскресенский

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ



ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
им. В. М. ГАЛИЦКОГО

МОСКВА 1990

Москва 1991

Государственный комитет СССР по народному образованию

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

Д.Н.Воскресенский

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Тексты лекций

Утверждено
рассоветом института

Москва 1991

Воскресенский Д.Н. Эффекты поляризации ядерной среды в столкновениях тяжелых ионов: Тексты лекций. М.: МФИ, 1991. - 52 с.

Продемонстрирована роль эффектов поляризации ядерной среды в процессах ядро-ядерных столкновений.

(С)

Московский
инженерно-физический
институт, 1991 г.

Редактор Е.Г.Станкевич
Техн.редактор Е.И.Кочубей
Корректор Г.А.Станкевич

Тем.план 1991 г.

Подписано в печать 7.05.91

Формат 60x84 I/16

Печ.л. 3,25 Уч.-изд.л. 3,0

Тираж 180 экз.

Изд.№ 041-1 Заказ 655

Цена 25 коп.

Московский инженерно-физический институт. Типография МФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31

I. ИСХОДНАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ *

При описании ядро-ядерных столкновений в области энергий меньше нескольких ГэВ на нуклон мы будем исходить из качественной картины основанной на модели "участники-зрители". В этой модели нуклоны разделяются на участников, интенсивно взаимодействующих друг с другом в процессе ядро-ядерного столкновения, и зрителей, остающихся практически невозмущенными. Нуклоны-участники в ходе соударений образуют ядерный файрбол, характеризуемый начальной максимальной температурой T_0 и плотностью ρ_0 . Далее файрбол с приблизительно постоянной энтропией под действием внутреннего давления расширяется в пустоту. Термодинамическое квазиравновесие поддерживается вплоть до определенного времени (*breakup*) , когда столкновения частиц становятся настолько редкими, что их импульсные распределения замораживаются. Переход от квазиравновесных импульсных распределений к свободным можно считать достаточно быстрым .

Возникновение ядерного файрбола естественно с точки зрения гидродинамического подхода, который широко используется для описания ядро-ядерных столкновений. Для применимости гидродинамики требуется выполнение условия $\lambda_N \ll D$, где λ_N -длина свободного пробега нуклона в ядерном веществе, а D - характеристический размер файрбола.

2. ОЦЕНКА ДЛИН СВОБОДНОГО ПРОБЕГА НУКЛОНОВ И ПИОНОВ В НАГРЕТОЙ ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ

В этом разделе приведены оценки длин свободного пробега нуклона и пиона в плотном и нагретом ядерном веществе. Учтено смягчение пионной степени свободы.

Простейшая оценка длины свободного пробега получается в газовом приближении [1]. При этом длина свободного пробега частицы i (λ_i) связана с пустотным сечением σ_{ij} рассеяния на частицах типа j соотношением

* Большую часть изложенного здесь материала с деталями вычислений можно найти в обзорных работах [7, 8].

$$\lambda_i^{-1} = \sum_j \sigma_{ij} \rho_j ,$$

где ρ_j — плотность частиц сорта j . Типичные вакуумные значения сечений нуклон-нуклонного и пион-нуклонного рассеяний в интервале энергий $51 + 2$ ГэВ/нукл. порядка $\sigma_{NN} \sim 40$ мбн и $\sigma_{\pi N} \sim 100-200$ мбн. Для нормальной плотности $\rho_0 \approx 0.17$ Фм^{-3} и энергии ~ 1 ГэВ/нукл. имеем $\lambda_N \sim 1/\rho_0 \sigma_{NN} \sim 1.6$ Фм . Тогда для центральных столкновений, например, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, получается оценка $\lambda_N/D \approx 0.3$ а для $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ $\frac{\lambda_N}{D} \sim 0.1$. Согласно простой газовой оценке при увеличении плотности λ_N/D еще уменьшается ($\sim \rho^{-2/3}$).

Измерения двухпротонных корреляций в протон-ядерных столкновениях при 800 МэВ/нукл. дали значение $\lambda_p \approx 2.4$ $\text{Фм}/2$.

В инклузивных процессах, в которых основную роль играют нецентральные столкновения, в среднем атомный вес файрбола меньше и λ_p/D больше. Типичные значения радиуса файрбола в экспериментах на бэззелаке ~ 4 Фм . Отсюда получается оценка $\lambda_p/D \sim 0.3$, которая вполне удовлетворительна для качественной применимости гидродинамики даже в инклузивных столкновениях, поскольку обычно уже двух-трех столкновений достаточно, чтобы хотя бы качественно было пригодно термодинамическое описание системы. Отметим также, что в рамках гидродинамического подхода можно учесть и эффекты частичной прозрачности ядерного вещества, которая увеличивается при переходе к ультратрелативистским энергиям. Частичная прозрачность оказывается и на писной моде. Для предельного случая двух взаимно проникающих невзаимодействующих между собой потоков ядерного вещества критическая точка пионной конденсации сдвигается в сторону меньших плотностей $/3/$. Разумеется, такой предельный случай не осуществляется, но можно думать, что и в реальной ситуации сохраняются некоторые черты этого явления.

Имеются качественные аргументы в пользу уменьшения λ_N благодаря смягчению пионной степени свободы. Так, при уплотнении ядерного вещества и при приближении к критической плотности пионной конденсации в системе возникают аномальные флуктуации — предвестники фазового перехода. В результате рассеяния на этих флуктуациях длина свободного пробега нуклона уменьшается $/4/$.

Более последовательная оценка длины свободного пробега нуклона в ядро-ядерных столкновениях требует расчета амплитуды NN -взаимодействия в плотном и нагретом ядерном веществе. Характерное время столкновения τ_N средового нуклона или, иными словами, нуклонной квазичастицы, имеющей импульс p_i , с нуклонами среды было найдено в работе [5]. Оно может быть оценено с помощью интеграла столкновений, определяемого в основном графиками на рис. I, где блок с двойной штриховкой отвечает амплитуде NN -взаимодействия, второй график на рис. I - обменный.

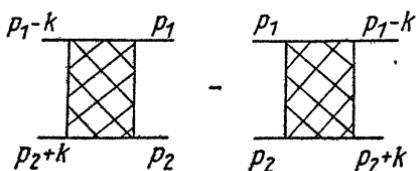


Рис. 1. Диаграммы, определяющие NN -столкновения

Интеграл столкновений представляется в виде

$$I_{col} = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} 2\pi \delta(E_{in} - E_{out}) W[(1-\eta_{\vec{p}_1})(1-\eta_{\vec{p}_2})\eta_{\vec{p}_1 - \vec{k}}\eta_{\vec{p}_2 + \vec{k}} - \eta_{\vec{p}_1}\eta_{\vec{p}_2}(1-\eta_{\vec{p}_1 - \vec{k}})(1-\eta_{\vec{p}_2 + \vec{k}})], \quad \hbar = c = 1, \quad (1)$$

где $\eta_{\vec{p}}$ - числа заполнения нуклонных квазичастиц, а $W = \overline{\sum M_i^2}$ - усредненный по исходным и просуммированный по конечным спиновым и изоспиновым состояниям квадрат матричного элемента реакции. Таким образом, интеграл столкновений I_{col} определяется амплитудой NN -взаимодействия в нагретой, плотной ядерной среде, а $\tau_N \approx 1/I_{col}$. Для протона в ядерной среде имеем [5, 6]

$$W = \frac{1}{2} |\Gamma_{pp}|^2 + |\Gamma_{pp}^{(H)}|^2 + |\Gamma_{pp}^{(3)}|^2, \quad (2)$$

где Γ_{pp} - амплитуда, отвечающая $pp \rightarrow pp$ каналу ядерного взаимодействия; $\Gamma_{pp}^{(H)}$ и $\Gamma_{pp}^{(3)}$ - амплитуды pr -взаимодействий, соответственно без передачи и с передачей заряда по каналу ядерного взаимодействия (см. Приложение). Для τ_N в [5] получены оценки

$$\tilde{\sigma}_N^I = \begin{cases} \frac{3\pi_N^* \rho}{128\pi} \left[(1 - \frac{\epsilon_{p_f}}{\epsilon_F})^2 + \frac{T^2 \pi^2}{\epsilon_F^2} \right] I_1, & T \ll \epsilon_F, \rho_f \sim \rho_F \\ \frac{\pi_N^* \rho \rho_F}{8\pi^{3/2} p_T} I_2, & k + \rho_f \ll p_T = \sqrt{2\pi_N^* T}, T \gg \epsilon_F; \\ \frac{\pi_N^* \rho \rho_F}{8\pi \rho_f} I_3, & k + \rho_f \gg p_T = \rho_f \gg \rho_F, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$I_1 = \int_0^{2\rho_F} dk W(k, \omega = k^2/2\pi_N^*, \rho, T);$$

$$I_2 = \rho_F^{-1} \int_0^{2\rho_F} dk k W(k, \omega = k^2/2\pi_N^*, \rho, T);$$

$$I_3 = \rho_F^{-1} \int_0^R dk k W(k, \omega = k^2/2\pi_N^*, \rho, T). \quad (4)$$

Здесь введены следующие обозначения: π_N^* – эффективная масса нуклонной квазичастицы, $\epsilon_p = p^2/2\pi_N^*$, ρ_F – импульс Ферми-нуклона, ρ – плотность. Используя оцененные в рамках теории конечных Ферми-систем при $\rho = \rho_0$ значения интегралов $I_1 \approx I_2 \approx \approx I_3 \approx 22$, получаем $\tilde{\sigma}_N \sim 3 \text{ фм}$ при $T=0$, $\rho=0$, а также при $T \approx \frac{1}{3} \epsilon_F$, $p=p_F$; $\tilde{\sigma}_N \sim (\rho_T/p_F)^{1/2}$ при $T \sim \pi_{\text{гр}}$, $\rho_F + \rho_f \ll p_T$, $\tilde{\sigma}_N \sim (\rho_f/2\rho_F)^{1/2}$ при $\rho_f \gg p_T$, $\rho_f \gg \rho_F$. В этой оценке учтено смягчение пionной степени свободы с увеличением плотности ядерного вещества [7] (см. Приложение). При этом интегралы $I_1 - I_3$ на-зываются при характерных импульсах $k \sim \rho_F$.

Для длины свободного пробега λ_N при $\rho = \rho_0$ имеем [5]: $\lambda_N \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow 0$ и $\lambda_N \rightarrow \infty$ при $\rho = \rho_F$, $T=0$; $\lambda_N \sim 1 \text{ фм}$ при $\rho = \rho_F$, $T \approx \frac{1}{3} \epsilon_F$; $\lambda_N \sim \frac{1}{2} \text{ фм}$ при $T \approx \pi_{\text{гр}}$. С увеличением плотности длина свободного пробега уменьшается. По этой причине на начальной стадии расширения ядерного файрбола ($\rho \sim \rho_{\text{кр}} \sim 2-3 \rho_0$) нуклоны заперты и не вылетают, а освобождаются в более поздние времена. Как следует из оценок [5, 7, 8], NN -взаимодействие достаточно резко выключается при плотности $\rho \sim \rho_{c1}$, где ρ_{c1} – критическая плотность при поиске минимума у пionной "щели" $\tilde{\omega}^2(k) = -D_{\text{гр}}^{-1}(\omega=0, k)$,

ρ_{π} - функция Грина пионной квазичастицы в нагретой, плотной ядерной среде. Действительно, при $\varphi > \varphi_c$, возникает так называемая жидккая фаза π -конденсата, т.е. квазиротонный минимум кривой $\tilde{\omega}^2(k)$ заселяется виртуальными пионными возбуждениями. Оценка [7, 8] дает $\rho_{c1} \sim 0,5 - 0,7 \rho_0$ при $T \leq \varepsilon_F$. При $\varphi < \varphi_{c1}$ интегралы $I_1 - I_3$ набираются уже не при $k \sim p_F$, а на верхнем пределе. Поэтому при $\varphi < \varphi_{c1}$ (7) интегралы $I_1 - I_3$ существенно уменьшаются, а длина свободного пробега λ_N - увеличивается. Таким образом, стадия "breakup", по-видимому, соответствует достижению плотности $\varphi \sim \varphi_{c1} \sim 0,5 - 0,7 \rho_0$.

Длина свободного пробега пионной квазичастицы определяется ее взаимодействием с нуклонами среды, даваемым графиками на рис.2, где волнистая линия отвечает средовому пionу, заштрихованный блок учитывает NN -корреляции, двойная линия соответствует Δ -изобаре, а жирный блок отвечает всем остальным "регулярным" графикам, которые, следуя логике теории конечных Ферми систем, являются более локальными.

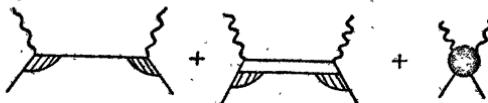


Рис. 2. Графики, определяющие длину свободного пробега пионной квазичастицы в ядерной среде

Для времени свободного пробега пиона имеем [5]

$$\tau_{\pi}^{-1} = \frac{Im \Pi^A}{\omega(k)(1 - \frac{\partial Re \Pi^A}{\partial \omega^2})}, \quad (5)$$

где опережающий поляризационный оператор пиона $\Pi^A(\omega, k)$ определяется графиками на рис.2 после замыкания в них нуклонных линий.

В результате можно определить длину свободного пробега пионной квазичастицы в горячей, плотной ядерной среде:

$$\lambda_{\pi} = \frac{d\omega(k)}{dk} \tau_{\pi}, \quad \frac{d\omega}{dk} = k(1 + \frac{\partial Re \Pi^A}{\partial k^2}) / \omega(1 - \frac{\partial Re \Pi^A}{\partial \omega^2}). \quad (6)$$

Как известно [7 - 9], закон дисперсии пиона в ядерной среде имеет три ветви: пионную ($\omega_{\pi}(k) \rightarrow m_{\pi}$ при $\varphi \rightarrow 0$), Δ -резонансную ($\omega_{\Delta}(k) \rightarrow \omega_{\Delta} \approx 2,1 m_{\pi}$ при $k \rightarrow 0$) и спин-изо-

спин-звуковую. Они изображены на рис.3 для среды с числом нейтронов N , равным числу протонов Z при плотности $\rho \approx \rho_0 \approx 0,6 g_0$.

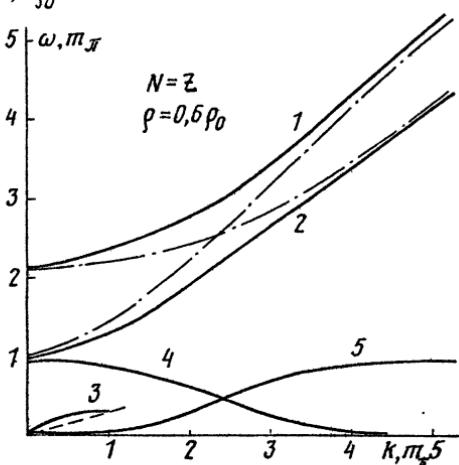


Рис. 3. Ветви пионных возбуждений в ядерном веществе, $N=Z$:
 1 — д-резонансная ветвь; 2 — средовая пионная ветвь, рассчитанная по формуле (П.8); 3 — спин-изоспин-звуковая ветвь. Штрихпунктирные линии — вакуумный пион, $\omega_k = \sqrt{m_\pi^2 + k^2}$ и $\omega \approx 2,1m_\pi + \hbar^2/2m_\pi^2$, штрихованная — $\omega \approx \hbar v_F$; 4 — поведение нормировочного коэффициента Γ (см. (21)) на средовой пионной ветви; 5 — на резонансной ветви, $\rho = \rho_0 \approx 0,6 g_0$

Результаты численного расчета величины λ_{π} [5] для пиона с ветвью спектра $\omega_{\pi}(k)$ и $\omega_{\Delta}(k)$ приведены на рис.4. Как видно из рисунка, λ_{π} существенно зависит от того, какой ветви возбуждений принадлежит пионная квазичастица, и уменьшается с плотностью и температурой.

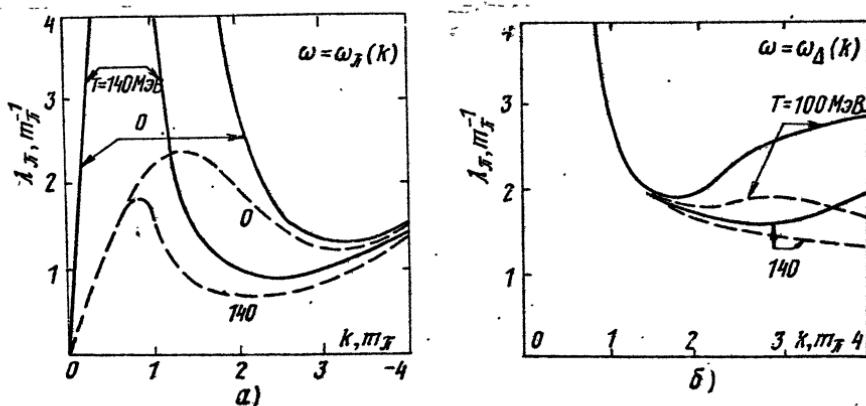


Рис. 4. Длина свободного пробега пионной квазичастицы, относящейся к ветви спектра возбуждений $\omega_{\Delta}(k)$ (а) и к ветви $\omega = \omega_{\Delta}(k)$ (б). Сплошные кривые — $\rho = 0,6 g_0$, штриховые — $\rho = 1,5 g_0$. Цифрами у кривых указаны значения T в МэВ

Отметим, что в работе [10] проводился расчет λ_{π} в холодном ядерном веществе. Пион рассматривался на ветви $\omega_{\pi}(k)$ (поскольку информация бралась только из π -атомных данных), и была взята другая параметризация оптического потенциала. Не учитывался фактор $1 - \frac{\partial P}{\partial k^2}$. Поэтому результаты, полученные в [10] и [5], существенно разные.

Как видно из рис.4, пионы на начальной стадии расширения ядерного фейербола заперты внутри системы. При $\rho \sim 0,6 g_0$ пионы с импульсами $k > 1-2 m_{\pi}$ в основном имеют длину свободного пробега, меньшую размера фейербола. Они освобождаются лишь постолюку, поскольку при $\rho \sim g_0 \sim 0,6 g_0$ сами нуклоны перестают сталкиваться между собой (а значит, при переходе через плотность g_0 резко выключается взаимодействие и $T \pi \rightarrow 0$). "Мягкие" пионы с импульсами $0,3 \leq k \leq 1-1,5 m_{\pi}$ (для ветви $\omega_{\pi}(k)$) имеют при $\rho = g_0$ длину свободного пробега большую размера ядерного фейербола (в инклузивных реакциях типа $Ne + Ne$ этот размер $\sim 4 \text{ \AA}$). Поэтому они вылетают при температурах $T_b < T < T_m$, где T_b и T_m – температуры в момент развала и максимального сжатия. В основном этими особенностями ниже будут объяснены экспериментальные результаты – недостаток в выходе "мягких" ($k \leq m_{\pi}$) пионов и хорошее совпадение с экспериментом расчета для пионов с импульсами $k \geq 1-1,5 m_{\pi}$ в предположении их вылета со стадии развала ядерного фейербола.

Итак, сделанные оценки свидетельствуют о разумности использования гидродинамического подхода в описании ядро-ядерных столкновений и термодинамического описания, получившего развитие в модели расширяющегося ядерного фейербола. При этом пионы можно считать запертыми внутри ядерного фейербола вплоть до момента его развала.

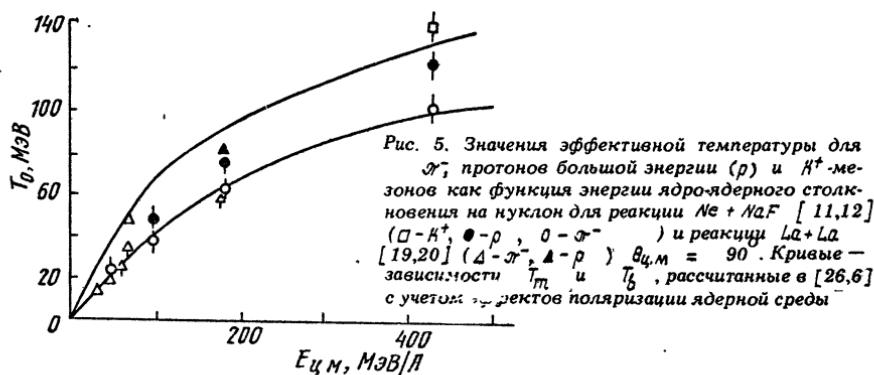
3. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ЭФФЕКТОВ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Обсудим кратко экспериментальные факты, подтверждающие сформулированную выше модель столкновений ионов с образованием горячего расширяющегося фейербола и позволяющие оценить роль эффектов поляризации ядерной среды.

Спектры вылетающих частиц. Эффективная температура. При энергиях, достижимых на бэвалае в Беркли до ~ 2 ГэВ/нукл., на различных ядрах были измерены дифференциальные инвариантные сечения протонов, писнов, каонов, составных частиц $d, t, \Lambda c$ и др. [II, 12]. Из этих результатов можно извлечь определенную информацию о состоянии ядерной материи в момент выхода из нее частиц данного сорта. Оказалось, что форма дифференциальных сечений при углах 90° очень слабо зависит от атомного номера сталкивающихся ядер. Все сечения приблизительно экспоненциально зависят от энергии вылетающей частицы в системе центра масс

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim \exp\left(-\frac{E^{4.4}}{T_0}\right). \quad (7)$$

Поэтому T_0 может трактоваться как экспериментально определяемая эффективная температура.



На рис.5 изображены зависимости так определенной эффективной температуры T_0 от энергии налетающего ядра для π^- , p и K^+ . Видно, что рост температуры замедляется с увеличением энергии столкновения. Вероятно, такое поведение $T_0(E)$ указывает на достаточно резкое включение с ростом энергии дополнительных степеней свободы. Значения температуры, измеренные по каонам, протонам и пионам, несколько различны. Это обстоятельство связано с динамикой задачи и различными длинами свободного пробега этих частиц. Эксперимент показывает, что K^+ , из-за наличия странности имеющие большую длину свободного пробега в ядерном веществе, чем нуклоны и пионы, несут информацию о температуре

более горячей плотной начальной стадии ядерного столкновения, а пионы – о более холодной конечной стадии. Что касается нуклонов, то они имеют значительно большую массу, чем пионы, и поэтому приобретают меньшую тепловую скорость, а следовательно, чувствительнее к радиальному расширению образованной в ходе столкновения ядер системы. Следовательно, значения T_{op} , взятые из экспериментальных данных, уже эффективно учитывают направленное коллективное движение ядерного вещества. Поэтому спектры протонов имеют вид "плечо-рукав", а их эффективная температура лежит в интервале $T_{op} < T_{op} < T_{ok}$ [13]. Спектры же пионов и каонов экспоненциальны вплоть до малых энергий вылетающих частиц.

Итак, экспоненциальность спектров частиц указывает на качественную применимость гидродинамического описания к процессу ядерных столкновений, начиная уже с таких достаточно легких ядер, как, скажем, углерод. В то же время несколько различные величины (T_{ok} , T_{op} , $T_{\pi\pi}$) несут информацию о динамике процесса столкновения.

Заметим, что даже при достижимых в настоящее время в ЦЕРНе энергиях ~ 200 ГэВ/нукл. спектры вылетающих пионов с энергиами $\gtrsim 1$ ГэВ остаются экспоненциальными [14]. Вероятно, и в этом случае можно исходить из локального термодинамического описания, в которое следует также включить кварк-глюонные степени свободы.

Корреляционные эксперименты. Измерение плотности составной системы. Другой важнейшей термодинамической характеристикой системы служит плотность. Зная плотность, температуру и уравнение состояния ядерного вещества, можно найти все остальные термодинамические характеристики.

Плотность можно определить по малоугловым двухчастичным корреляциям тождественных частиц. Измеряя двухчастичные корреляции и зная множественность частиц, находят радиус источника и плотность ядерного вещества. В экспериментах по столкновению ядер Ar и KCl при $1,8$ ГэВ/нукл. по $\pi\pi$ -корреляциям найдено, что плотность, при которой испускаются пионы, $\rho \sim 0,6\%$ [15]. В некоторых экспериментах производился отбор пионных событий с большой множественностью, характерных для центральных столкновений. Они подтверждают приведенную оценку плотности, при которой происходит вылет пионов.

Данные по $p p$ -корреляциям пока противоречивы. В разных экспериментах получаются существенно разные значения [16, 17].

Возможно, это связано с разной методикой этих экспериментов и их обработкой. Так протоны имеют большую массу и более подвержены коллективному движению, чем пионы. Радиусы же источника, оцененные без учета и с учетом движения частиц, могут существенно различаться.

Согласно оценкам раздела 2 пионы освобождаются при развале нуклонной подсистемы, т.е. при учете всех факторов следует ожидать $\varrho_{pp} \sim \varrho_{\pi\pi} \sim 0,6\varrho_0$. Детальные измерения двухпционных, трехпционных, двухнуклонных и двухкаонных корреляций, несомненно, дадут возможность более аккуратно определить плотность динамической ядерной системы. Анализируя эти данные совместно со спектрами вылетающих частиц, позволяющими найти эффективные температуры, можно будет построить зависимость $T(\varrho(t))$.

Рождение пионов – многочастичный процесс. В ядерных столкновениях при лабораторных энергиях, меньших 290 МэВ/нукл., т.е. ниже порога рождения пиона в NN – столкновении, рождение пионов возможно либо из-за ферми-движения нуклонов, либо из-за многократных NN – столкновений. Для объяснения больших значений экспериментальных сечений [II, I2] ферми-движением требуется предположить, что ферми-импульс составной системы превышает 600 МэВ/с, т.е. плотность $\varrho \gtrsim \varrho_{p_0}$, которая заведомо не достигается при таких низких энергиях столкновений. Поэтому данные о подпороговом рождении пионов указывают на необходимость учета многочастичных эффектов. Учет простейших многочастичных процессов каскадного типа также не позволяет спаять экспериментальные данные. Действительно, расчеты в модели фазового пространства показывают, что даже при учете ферми-движения в акт рождения одного пиона должны быть вовлечены в среднем восемь нуклонов [II, I2, I8]. Поэтому естественным представляется объяснение этих данных коллективным эффектом – смягчением пионной степени свободы [7, 8]. Отметим также, что экспериментальные спектры пионов экспоненциальны даже при низких энергиях сталкивающихся ядер [II, I2, I8, I9], т.е. в этом случае работает понятие эффективной температуры.

Существует богатая информация о рождении пионов выше порога [II, I2, 20], в частности, имеются данные о рождении пионов в центральных столкновениях [2I-23], свидетельствующие о практически линейной зависимости множественности пионов от числа нуклонов в ядерном фейрболе, т.е. рождение пионов – эффект объемный

(рис.6). Интерпретация экспериментальных результатов о подпороговом рождении пионов, а также о рождении пионов выше порога с учетом изменения их закона дисперсии в ядерной среде [24-28] приводится в разделах 6,7.

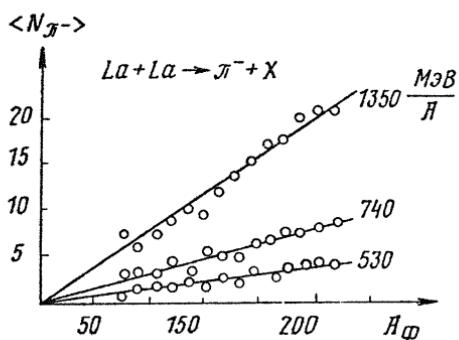


Рис. 6. Средняя множественность пионов как функция числа нуклонов-участников в реакции $La + La \rightarrow \pi^- + X$ при различных лабораторных энергиях. Прямые проведены для наглядности. Данные — из [22]. В работе [23] имеется аналогичный рисунок для реакции $Ag + AgCl_2$

Дейtron-протонные данные. Экспериментальное определение энтропии. Имеются многочисленные данные по рождению составных частиц, в частности, дейтронов. С их помощью определяется отношение выхода дейтронов к протонам R_{dp} . В работе [29] было предложено по величине R_{dp} определять энтропию составной системы. Действительно, энтропия на частицу идеального бозыманновского газа нуклонов определяется выражением

$$S/A = \frac{5}{2} - \frac{\mu}{T}. \quad (8)$$

Значения μ и T , а следовательно, и S можно найти, зная число испущенных в момент раз渲а системы ($\vartheta = \vartheta_f$) протонов (N_p) и дейтронов (N_d). Из этих соотношений получаем

$$S/A = 3,95 - \ln(N_d/N_p). \quad (9)$$

Обратим внимание на некоторые предположения, заложенные при выводе этой формулы [30-32]. Во-первых, считалось, что отношение R_{dp} не должно зависеть от размера системы. Однако экспериментальное R_{dp} отношение для не слишком тяжелых ядер заметно зависит от $A = A_1 + A_2$. Во-вторых, предположена малая величина R_{dp} . Это предположение удовлетворяется лишь при достаточно больших энергиях и не для всех ядер; R_{dp} — отношение

увеличивается с ростом множественности и выходит на "плато" для событий с большой множественностью. Для таких событий также сглаживается его A-зависимость. В результате учета этих эффектов экспериментальное значение энтропии понижается на величину $\sim 1 (S \sim 4)$ при низких энергиях (~ 400 МэВ/нукл.). Высказывалось соображение [33], что на отношение R_{dp} существенно влияют протоны, испущенные из возбужденных состояний $d^*, {}^4H^*, {}^4He^*, {}^5He^*, {}^4Li^*, {}^5Li^*$ посредством реакций $A^* \rightarrow (A-1) + p$ (особенно при низких энергиях столкновения). Это обстоятельство, по-видимому, еще уменьшает значение S при энергиях $\lesssim 400$ МэВ/нукл. В то же время, при больших энергиях столкновения перечисленные эффекты не столь существенны.

Энтропия примерно сохраняется в ходе временной эволюции ядерной системы. Это было подтверждено каскадными [34] и гидродинамическими [35] расчетами (рис.7). Поэтому величина энтропии несет информацию о динамике ядерного файрбола, в частности, о плотной, горячей стадии. Оказалось, что извлеченные из эксперимента по R_{dp} – отношению значения энтропии (9) слишком большие и не могут быть объяснены без учета дополнительных степеней свободы. В литературе эта проблема была названа "загадкой энтропии" и вызвала целую серию публикаций (см. обзоры [12, 30, 31]). Она естественным образом решается при учете эффектов поляризации ядерной среды (см. разделы 7–9).

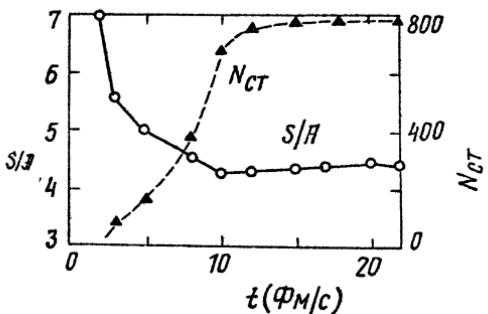


Рис. 7. Временная эволюция энтропии (\bullet) и общее число столкновений N_{Ct} (\blacktriangle) для ядер $Ca + Ca$ при 800 МэВ/А, вычисленные по каскадной модели [34] без учета поляризации ядерной среды. Время t соответствует $t \sim 10 - 20$ Фм/с

Извлечение из эксперимента параметров модели. Итак, ряд характеристик, извлекаемых из экспериментальных данных по ядро-ядерным столкновениям, свидетельствует о важной роли коллективных процессов в ходе столкновений ядер и разумности применения

термодинамического и гидродинамического описания. В рамках этих подходов также можно последовательно проследить роль пионной степени свободы в процессах столкновения ядер.

Из экспериментальных данных, в соответствии с изложенной выше качественной картиной, извлекаются в широком интервале энергий ядер значения начальной температуры T_m ($T_{op} \leq T_m \leq T_{ok}$) температуры в момент разрыва (*breakup*) составной системы

$R_b \approx T_{op}$, $R_{\pi-z}$ — отношения числа отрицательных пионов к числу протонов—“участников”.

$$R_{\pi-z} \approx R_{\pi-z} (T_{op} \approx T_b, \beta_b). \quad (10)$$

Еще более богатую информацию несут дифференциальные сечения рождения пионов, протонов, составных частиц, γ -квантов, лептонов и каонов, гиперонов и антиклоносов. Из данных по R_{dp} оценивается энтропия, а по $\pi\pi$ -корреляциям — β_b .

Согласно вышесказанному можно считать, что энергия в системе центра масс $E_{ц.м.}$ ядро-ядерного столкновения, приходящаяся на “участников”, идет на приготовление ядерного файрбола, характеризуемого начальной температурой T_m ($T_{op} \leq T_m \leq T_{ok}$) и плотностью ρ_m . Из равенства

$$E'_{ц.м.} \approx E_{\omega} + E_{ц.м.} \approx E(\rho_m, T_m), -16 \text{ мэВ.А} \leq E_{\omega} < 0, \quad (II)$$

при условии известного уравнения состояния, следует зависимость $T_m(\rho_m)$. Далее, примерное сохранение энтропии в ходе расширения ядерного файрбола, аргументированное каскадными и гидродинамическими расчетами, позволяет определить зависимость $T(\rho)$:

$$S(\rho, T(\rho)) \approx S(\rho_m, T_m). \quad (12)$$

Ниже будут предложены два варианта расчета. В первом считаем известной из эксперимента (по протонам и каонам) начальную температуру T_m . Тогда по известным значениям $E_{ц.м.}$ и двум извлеченным из эксперимента величинам T_m и T_b (по пионам) можно восстановить все параметры рассматриваемой модели столкновений: β_m , β_b , и т.д. Затем можно вычислить и сравнить с экспериментальными данными энтропию S , отношение $R_{\pi-z}$, дифференциальные сечения выхода частиц ($d^3\sigma/d\rho^3$, $d^3\sigma_N/d\rho^3$, $d^3\sigma_T/d\rho^3$, и т.д.) Этот вариант подразумевает наличие неполного термодинами-

ческого равновесия в начальный момент. Он был осуществлен в работе [25], в которой нуклонная подсистема рассчитывалась в модели Валечки. Второй вариант подразумевает наличие полного термодинамического равновесия, т.е. величина $E(\varrho_m, T_m)$ минимальна, что определяет значения ϱ_m и T_m . Выбирая $E(\varrho_0, T=0) \approx -16$ МэВ А, следует ожидать лучшей применимости результатов к тяжелым ядрам. Расчеты нуклонной подсистемы выполнены в двух моделях: Валечки (сжимаемость $\kappa \approx 540$ МэВ) и модифицированной модели Валечки ($\kappa \approx 210$ МэВ). Предпочтительной является вторая модель [26]. Подчеркнем, что в обоих вариантах расчета принципиальная роль принадлежит мягкой пионной степени свободы [7,8].

4. КРАТКИЙ ОБЗОР МОДЕЛЕЙ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ, НЕ УЧИТЫВАЮЩИХ СМЯГЧЕНИЕ ПИОННОЙ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ

В этом разделе демонстрируется внутренняя противоречивость подходов, в которых не учтены эффекты смягчения пионной моды в плотном, нагретом ядерном веществе.

В ряде работ [36-58, 30-32] пытаются прежде всего согласовать пионные данные. Как оказалось, в каскадных расчетах [30, 55], использующих известную модель Куньона [56-58], начиная с момента, когда плотность системы максимальна, общее число родившихся пионов и Δ -изобар остается практически постоянным. При определении выхода пионов неожиданно считалось, что родившиеся в актах NN -столкновений пионы не сталкиваются с нуклонами и покидают систему. При этом расчетный выход пионов оказался существенно выше экспериментального.

В работах [42, 47, 51] было показано, что введение некоторых усовершенствований в каскадный расчет, связанных с учетом принципа Паули, ферми-движения, энергии связи, несколько приближает расчетный выход пионов к экспериментальному, но все еще недостаточно. Главная причина имеющихся противоречий – отсутствие последовательного учета эффектов поляризации и поглощения пионов в горячей плотной ядерной среде.

В работах [30, 32, 52-58] по пионным данным пытались получить информацию об уравнении состояния. По-прежнему считалось, что пионы вылетают с начальной стадии столкновения ($\beta \sim \beta_m$). Их вклад в энергию системы учитывался как вклад идеального газа

свободных пионов. К этой энергии добавлялась феноменологическая энергия сжатия в виде $E_{ex} \sim K_L(\gamma - \gamma_0)^2 / 18g_0$ или $K_Q(\gamma - \gamma_0)^2 / 18g_0^2$. Трудности каскадных расчетов в объяснении выхода пионов связывались с наличием этой энергии сжатия, которая по предположению [52–54] не участвует в рождении пионов. В результате потребовалось большое уплотнение ядерного вещества в момент вылета пионов ($\zeta \sim 4-6 g_0$) и аномально большие значения сжимаемости ($K_L = 1400$ МэВ, $K_Q = 800$ МэВ). Основная непоследовательность такого рассмотрения в том, что, с одной стороны, вклад в термодинамику пионов учитывается в предположении термодинамического равновесия (т.е. считается, что длина свободного пробега пиона $\lambda_p \ll D$), а, с другой стороны, пионы предполагаются свободными. Очевидно, что при $\lambda_p \ll D$ среда существенно изменяет закон дисперсии пиона. Кроме того, в простой параметризации энергии сжатия не учитывается вклад виртуальных пионных мод в энергию системы, резко увеличивающейся с температурой. В то же время, как отмечалось в предыдущем разделе, экспериментальные данные по $\pi\pi$ -корреляциям показывают, что соответствующее значение плотности, при которой вылетают пионы, существенно меньше ρ_T ($\rho_T \sim 0,6 g_0$). Это согласуется и с тем, что значение эффективной температуры пионов меньше эффективной температуры каонов и нуклонов.

Существует ряд работ [59, 32], в которых учет динамики нуклонов производится с помощью кинетического уравнения Власова–Улинга – Уленбека. При этом в интеграле столкновений сечения взаимодействия берутся такими же, как в вакууме, тогда как на самом деле в горячей плотной ядерной среде средовые эффекты существенно их меняют (см. раздел 2). В этих работах также предполагается, что пионы свободны, поэтому авторы сталкиваются с теми же трудностями, что и в других подходах.

Заметим, что еще большие расхождения с опытом в рассмотренных моделях следует ожидать, если перейти от анализа интегрального выхода пионов к дифференциальным характеристикам.

В [39] более реалистически предполагалось, что пионы вылетают при плотностях $\rho_T \leq g_0$, но они от начальной до конечной стадии столкновения также рассматривались пустотными. Анализировались дифференциальные сечения. При этом оказалось, что имеется существенная нехватка мягких (вылетающих с низкими энергиями) пионов. Она не компенсируется при учете пионов, рождающихся от распада D -изобар. Отметим, что во всех подходах,

учитывающих NN -взаимодействие, естественно учесть и средовые эффекты для пионов, поскольку σN -взаимодействие ничуть не слабее нуклон-нуклонного [7,8].

5. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ СРЕДНЕПОЛЕВЫХ МОДЕЛЯХ СО СВОБОДНЫМИ ПИОНАМИ

В этом разделе демонстрируется невозможность достижения согласия с экспериментом без учета эффектов смягчения пионной степени свободы.

Приведем сначала результаты расчета в схеме, в которой нуклоны описываются в рамках модели Валечки (эффективная нуклонная масса $m^*(\beta_0) \approx 0,6 m_N$, сжимаемость $K \approx 540$ МэВ), а пионы представляют собой идеальный газ со свободным законом дисперсии.

Результаты численного расчета энтропии и энергии на частицу, а также $R_{\sigma-N}$ — отношения приведены на рис. 8 и в таблице I.

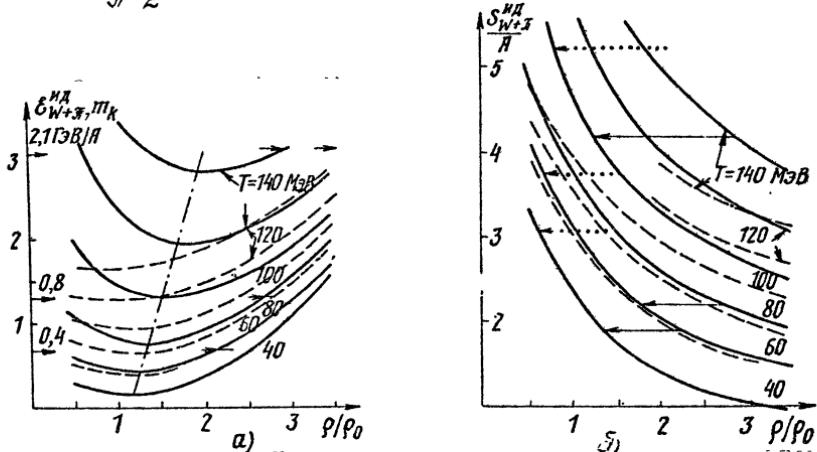


Рис. 8. Энергия и энтропия на нуклон как функции плотности при различных значениях температуры. Сплошные кривые — нуклоны рассчитывались по модели Валечки, пионы — по модели свободного идеального газа, штриховые — учтены только нуклоны. Горизонтальные стрелки на рис. а — энергии столкновения ядер в лабораторной системе, б — соответствующие сохраняющиеся в ходе расширения фейербола значения энтропии. Трихпунктир на рис. а — начальная конфигурация — определяется минимумом $E(q)$. Точечные стрелки на рис. б — соответствующие значения S/A .

Экспериментальные значения: $R_{\sigma-N} = 0,015 \pm 0,003; 0,06 \pm 0,01, 0,27 \pm 0,05$ при $E_A/A = 400, 800$ и 2100 МэВ/А соответственно [II]:

$$\tilde{\xi}_{\text{ш4}} = \int \frac{k^2 dk}{2\pi^2} \sqrt{1+k^2} \pi_k;$$

$$\tilde{S}_{u_A} = \int \frac{k^2 dk}{2\pi^2} [(1+n_k) \ln(1+n_k) - n_k \ln n_k],$$

$$\tilde{R}_{\pi-Z} = \frac{1}{\pi^2} \int k^2 dk n_k, \quad n_k = \left\{ \exp [\sqrt{1+k^2}/T] - 1 \right\}^{-1}.$$

Таблица I

Энергия, энтропия идеального пионного газа (на частицу) и отношение $R_{\pi-Z}$ при различных температурах, $N=2$ [7,8]

T	40	60	80	100	120	140	160
$\tilde{\xi}_{u_A}$	$0,73 \cdot 10^{-3}$	$0,64 \cdot 10^{-2}$	0,025	0,069	0,15	0,29	0,50
\tilde{S}_{u_A}	$0,30 \cdot 10^{-2}$	$0,18 \cdot 10^{-1}$	0,055	0,12	0,23	0,38	0,58
$\tilde{R}_{\pi-Z}$	$0,96 \cdot 10^{-3}$	$0,69 \cdot 10^{-2}$	$0,23 \cdot 10^{-1}$	0,054	0,11	0,18	0,28

Примечание: $\xi_{\pi}^{u_A} = 3\tilde{\xi}_{u_A}/\rho$, $S_{\pi}^{u_A}/\rho = 3\tilde{S}_{u_A}/\rho$, $R_{\pi-Z} = \tilde{R}_{\pi-Z}/\rho \cdot \tilde{\xi}_{u_A}$ измеряется в пионных единицах, T — в МэВ.

По известной величине $E_{ц.m}$ (горизонтальные стрелки на рис.8,а) и предполагаемому значению T_m (взятому из эксперимента $T_{op} \leq T_m \leq T_{op}$, первый вариант расчета) с помощью кривой $\xi(q)$ (малой величиной ξ_{ϕ} в (II) пренебрегалось) восстанавливается начальная плотность ρ_m , по которой определяется энтропия S/ρ . Из сохранения энтропии (горизонтальные стрелки на рис.8,б) при известной из дифференциальных сечений пионов величине $T_b \approx T_{op}$ находится плотность ρ_b . С данными значениями $T_{op} = T_b$ и ρ_b вычислялась величина $R_{\pi-Z}$, которая оказалась существенно ниже экспериментальной (особенно при низких энергиях, см.табл.I).

Как сказано выше, можно было бы находить ρ_m не из заданного значения T_m , а из минимума энергии в начальной конфигурации T_m и ρ_m (штрихпунктир на рис.8,а). Динамика системы демонстрируется на рис.8,б точечными стрелками ($S = const$). При низких энергиях также получаются существенно заниженные значения $R_{\pi-Z}$. Еще большие расхождения имеются при описании дифференциальных сечений. Получающиеся значения энтропии также занижены в сравнении с величиной, следующей из (9). Использование вместо модели Валечки других моделей уравнения состояния нуклонной подсистемы также не помогает достичь разумного согласия с экспериментальными данными. Уравнение состояния нуклонов в модифицированной модели Валечки ($m_N^*(g_0) = 0,85 m_N$, $K \approx 210$ МэВ) совместно с вакуумными пионами изображено на рис.9,а,б.

Анализируя этот рисунок, можно увидеть, что в этом случае возникают еще большие трудности, чем в модели Валечки (не хватает еще жесткости уравнения состояния). В то же время ясно, что приближение идеального газа для пионов несправедливо даже качественно, поскольку средовые эффекты кардинально меняют закон дисперсии пионов. Очевидно, эффекты смягчения пионной моды "работают" в нужную сторону, т.е. увеличивают отношение R_{π^+} и энтропию, и уменьшают величины ϱ_{π} и ϱ_b при заданных T_b и T_{π} , не меняя жесткости уравнения состояния при $T = 0$, но существенно увеличивая ее при $T \neq 0$.

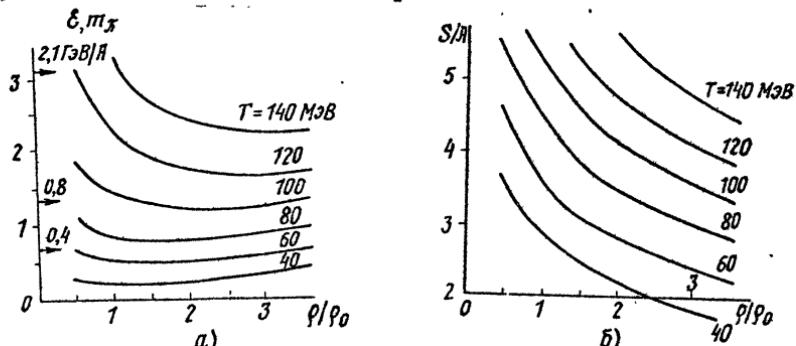


Рис. 9. Энергия и энтропия на нуклон как функции плотности при различных значениях температуры. Кривые — нуклоны, рассчитанные по модифицированной модели Валечки, пионы — свободные. Горизонтальные стрелки — энергии столкновения ядер

6. СМЯГЧЕНИЕ ПИОННОЙ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ДИНАМИКЕ ПРОЦЕССА РАСПИРЕНИЯ ФАЙРБОЛА

Решена задача о переходе "одетых" частиц на вакуумную ветвь при быстром развале среды. Определен критерий быстрого раз渲ала системы. Найдены выражения для дифференциальных сечений пионов, учитывающие средовые и неравновесные квантовые процессы [27, 28].

Сурье-компоненты плотности пионов в произвольный момент времени в однородной среде выражаются через функцию Грина пиона в среде, вычисленную в диаграммной технике Келдыша:

$$\begin{aligned} \varrho_{\pi}(t, k) &= \frac{dN_{\pi}(t, k)(2\pi)^3}{dk V(t)} = 2\sqrt{\mu_{\pi}^2 + k^2} \langle \Phi(t, k) | \hat{\psi}^+ \hat{\psi} | \Psi(t, k) \rangle = \\ &= 2i\sqrt{\mu_{\pi}^2 + k^2} D_{\pi}^{++}(t, t, k). \end{aligned} \quad (I3)$$

Динамическое описание системы следует из совместного решения уравнений для неравновесных функций Грина пиона и нуклонов с начальными условиями, которые с хорошей точностью можно

считать равновесными, т.е. $T = T_m$, $V = V_m$, $\rho = \rho_m$ при $t = 0$. После этого функцию $D_{\mathcal{P}}^{-t}(t, t)$ можно считать принципиально известной. Предел (13) при $t \rightarrow \infty$ определяет выход пионов в ядро-ядерном столкновении. Разумеется, решение динамической задачи в общем случае сталкивается с огромными вычислительными трудностями. Существенное упрощение состоит в использовании малости : длины свободного пробега нуклона по сравнению с размером фейрбола. При этом для нуклонов можно использовать гидродинамическое приближение. Пионы подстраиваются под нуклоны. Плотность нуклонов $\rho(t)$ определяется гидродинамическими уравнениями, а $D^{-t}(t, t)$ и $\rho_{\mathcal{P}}(t)$ находятся уже из одного уравнения при заданной величине $\rho(t)$.

Гидродинамическое расширение, характеризуемое температурой $T(t)$ и плотностью $\rho(t)$, происходит до тех пор, пока характерное время разлета $c_p \sim R(t)/v(t)$ ($v(t)$ - скорость расширения фейрбола, $R(t)$ - его радиус) превышает время свободного пробега нуклона c_N .

Обычно используется предположение о мгновенности "breakup". Уточним это понятие. Интервал $(t_0 - c_f/2, t_0 + c_f/2)$, на котором характерное время разлета фейрбола $c_p(t)$ сравнивается с $c_N(\rho(t), T(t))$, длительностью c_f , далее будем называть стадией "breakup". За время c_f происходит переход от стадии гидродинамического расширения $c_p(t) > c_N(t)$ к режиму свободного разлета нуклонов $c_p(t) < c_N(t)$. В гидродинамических расчетах для простоты полагалось $c_f = 0$, в то же время возникающие при внезапном переходе нетривиальные неравновесные эффекты рождения и поглощения частиц игнорировались.

Для уяснения качественной картины динамики пион-ядерной системы рассмотрим сначала c_f как внешний параметр. Пусть $c_f < c_{Nb}$, где $c_{Nb} \sim \omega_i^{-1} \gg \tau_{\mathcal{P}}^{-1}$ - характерный период перехода из начального состояния $|i\rangle$ пиона в среде в конечное вакуумное состояние $|f\rangle$. Если это неравенство выполняется для любого начального состояния $|i\rangle$ пиона в среде, то "breakup" можно считать мгновенным. В релятивистском случае требование нерелятивистской квантовой механики о непрерывности ψ -функции при внезапном переходе очевидно заменяется условием непрерывности фоковского вектора состояния

$$|\Phi(t_0 - c_f/2)\rangle = |\Phi(t_0 + c_f/2)\rangle, c_f \rightarrow 0. \quad (14)$$

Плотность вылетевших в вакуум пионов с импульсом k вычисляется как среднее оператора плотности свободных пионов по вектору состояния, взятому в момент времени, непосредственно предшествовавший "breakup". Для пионов одного сорта, скажем π^- , вылетающих с импульсом k , имеем

$$\rho_{\pi^-}(k) = 2\omega_k \langle \Phi(t_0=0) | \hat{\psi}_{\pi^-}^\dagger \hat{\psi}_{\pi^-} | \Phi(t_0=0) \rangle = 2i\omega_k D_{\pi^-}^{++}(t_0, t_0, k). \quad (15)$$

Здесь $\rho_{\pi^-}(k) = \frac{dN_{\pi^-}(k)(2\pi)^3}{dk V_F}$; $D_{\pi^-}^{++}(t_0, t_0, k)$ — число вылетающих π^- -мезонов с импульсом k ; V_F — объем файрбола в момент "breakup"

$\omega_k = \sqrt{m_{\pi}^2 + k^2}$, $D_{\pi^-}^{++}(t_0, t_0, k) = \int_{t_0}^{\infty} \int_{t_0}^{\infty} \tilde{\Pi}^{ij}(t, t') \tilde{\psi}_i(t) \tilde{\psi}_j(t')$ — функция Грина пиона в ядерной среде, вычисляемая по правилам неравновесной диаграммной техники Келдыша. Согласно уравнению Дейсона имеем

$$\tilde{\Pi}^{ij} = \tilde{\Pi}^{+-} + \tilde{\Pi}^{-+} - i \boxed{\tilde{\Pi}}^{ij} (i, j = -, +), \quad (16)$$

где $\tilde{\Pi}^{ij}$ — поляризационный оператор пиона в ядерной системе, штриховая — пустотная функция Грина пиона. Воспользовавшись тем, что в момент, предшествовавший "breakup" ($t_0=0$), система была квазиравновесной и характеризовалась температурой $T_b = T(t_0=0)$, а также связью между функцией Грина $D_{\pi^-}^{++}$ и опережающей функцией Грина пиона $D_{\pi^-}^+$, можно переписать (15) в виде

$$\rho_{\pi^-} = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} 2\omega_k \int_0^\infty \frac{2i m D_{\pi^-}^{++}(\omega, k, b)}{\exp(\omega/T_b) - 1} \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (17)$$

Теперь следует еще раз уточнить понятие мгновенности "breakup". В ядерной среде $N \approx Z$ существуют три ветви возбуждений пиона. При развале ядерной системы возможен переброс пиона с каждой из этих ветвей на вакуумную. Такому перебросу отвечают характеристические времена $\tau_f^{vac} \sim 1/\omega_{vac, f}$:

$$\tau_{\pi}^{vac} \sim 1/\omega_{vac, \pi} > \tau_{\pi}^{-1}, \quad \omega_{vac, \pi} = |\omega_k - \omega_{\pi}(k)|;$$

$$\tau_s^{vac} \sim 1/\omega_{vac, s} \sim 1/\pi_{\pi}, \quad \omega_{vac, s} = |\omega_k - \omega_s(k)|;$$

$$\tau_d^{vac} \sim 1/\omega_{vac, d} \sim 1/\pi_{\pi}, \quad \omega_{vac, d} = |\omega_d(k) - \omega_k|. \quad (18)$$

Характерное время переброса виртуального пиона ($Re \omega < k v_F$)

на вакуумную ветвь есть $\epsilon_{\text{бирт}}^{\text{бак}} < \omega_x^{-1}$. Использованное выше значение $\epsilon_{\text{бак}} = \min \{ \epsilon_{\pi}^{\text{бак}}, \epsilon_s^{\text{бак}}, \epsilon_d^{\text{бак}}, \epsilon_{\text{бирт}}^{\text{бак}} \} < \omega_x^{-1}$.

Отметим, что в пределе $\epsilon_b < 1/\omega_d$ некоторый вклад в результирующий выход пионов вносили бы и реальные Δ -изобары, которые в малых количествах ($\sim e^{-\omega_d/T}$) существуют в нагретой ядерной материи.

Итак, при $\epsilon_b < \epsilon_{\text{бак}} < \omega_x^{-1}$ в формуле (17) следует интегрировать по всем частотам. При этом оказывается, что главный вклад дают виртуальные пионы и их результирующий выход на несколько порядков превышает экспериментальный. Действительно, проиллюстрируем результат в пределе мягкой пионной моды, для которой согласно [7,8] $i\varphi\omega \approx \tilde{\omega}^2(k_0) + \frac{f}{2}(k^2 - k_0^2)^2$, $k_0 \approx p_F$.

В этом случае можно получить наглядное аналитическое выражение

$$\epsilon_{\pi} = \begin{cases} k_0 \sqrt{\omega_x^2 + k_0^2} T / (4\pi \sqrt{\frac{f}{2}} \tilde{\omega}(k_0)), & \beta T \gg \tilde{\omega}(k_0); \\ k_0 \sqrt{\omega_x^2 + k_0^2} \beta T^2 / (24 \sqrt{\frac{f}{2}} \tilde{\omega}(k_0)), & \beta T \ll \tilde{\omega}(k_0), \end{cases} \quad (19)$$

из которого видно, что выход пионов здесь не экспоненциальный, а степенной. Поэтому в данной задаче, проводя сопоставление (17)–(19) с экспериментальными данными, следует заключить, что $\epsilon_b > (\epsilon_{\text{бак}}^{\text{бак}}, \epsilon_s^{\text{бак}}) \sim \omega_x^{-1}$. Тогда этот нетривиальный нестационарный механизм перевода виртуальных квантов, а также спин-изоспин-звуковых возбуждений в реальные пионы не работает, хотя он мог бы оказаться существенным в других, родственных проблемах.

При $\epsilon_{\text{бак}}^{\text{бак}}, \epsilon_s^{\text{бак}} < \epsilon_b < \epsilon_{\text{бак}}^{\text{бак}}, \epsilon_d^{\text{бак}}$ спин-изоспин-звуковые возбуждения и виртуальные кванты пионной симметрии с $\text{Re}\omega < \text{Im}\omega$ успевают затухнуть за время раз渲ала системы ϵ_b . Для пионов с законом дисперсии $\omega_{\pi}(k)$ (а при больших k – с $\omega_d(k)$, см. рис.3) время $\epsilon_b < \epsilon_{\text{бак}}^{\text{бак}}$ слишком короткое, они не успевают поглотиться и, сбрасывая с себя "шубу", переходят на вакуумную ветвь ω_k .

Итак, далее считаем, что "breakup" – мгновенный для пионов с ветвью их спектра возбуждений $\omega_{\pi}(k)$ и $\omega_d(k)$, для остальных пионов он квазиадиабатический. В этих условиях инвариантное дифференциальное сечение пионов одного сорта определяется выражением

$$E \frac{d\sigma}{dk} = 2\pi E \int_0^{k_{\max}} dk b \frac{dN}{dk} = \sum_i \frac{\omega_k \Gamma_i}{\rho_b [\exp(\frac{\omega_i}{T_b}) - 1]} \xrightarrow{15,64} \frac{M5H}{T_b^2 c^3 \varphi}. \quad (20)$$

При выводе (20) из (17) принято $\text{Im } D_{\pi}^{\beta}(\omega, k) \approx \pi \delta(\omega^2 - k^2 - \bar{P}(k))$, β – прицельный параметр, $\beta_{\max} \approx 2 \cdot 1,1^{1/3}$ фм \bar{J} – атомный вес одного из сталкивающихся ядер, фактор $15,64 \bar{J}^{5/3}/q_0$ – геометрический фактор для инклюзивных процессов, который получается из условия, что объем ядерного фейербола $V_0 = 2 \bar{J} q_0^{-1} F(b/b_{\max})$, $\int_0^1 F(x) dx = \frac{1}{8}$, величины ω_k, q_0, b взяты в пионных единицах. Суммирование идет по двум верхним ветвям пионного спектра $\omega_{\pi}(k)$ и $\omega_{\pi}(k)$, $i = (\pi, \Delta)$, $\theta_{CM} = 90^\circ$. Фактор Γ_i учитывает поглощение частиц-дырок и изобар-дырок при вылете пиона из ядерной среды в вакуум:

$$\Gamma_i = 2 \omega_k / (2 \omega_i(k) - \left. \frac{\partial \text{Re} P}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_i(k)}). \quad (21)$$

Ветви пионного спектра $\omega_{\pi}(k)$ и $\omega_{\pi}(k)$ определяются из закона дисперсии пиона в ядерном веществе.

Отметим, что выражение (20) получено в приближении

$|\text{Im } D_{\pi}^{\beta}(\omega, k, T)| \ll \text{Re } D_{\pi}^{\beta}(\omega, k, T)$. На практике мнимая часть ω увеличивается с ростом k и T . Фактически, пренебрегая ею, мы в области больших k и T используем некий усредненный закон дисперсии. Более общее выражение (17) учитывает наличие нетривиальной мнимой части P .

При $\Gamma_{\pi} = 1, \Gamma_{\Delta} = 0$ выражение (20) соответствовало бы идеальному газу пионов в ядерной среде с законом дисперсии $\omega_{\pi}(k)$. Заметим, что $\Gamma \approx 1$ означает пренебрежение эффектами запаздывания.

В формуле (20) не учитывается движение пионов со спин-изоспин-звуковой ветви ω_s . Во-первых, как уже говорилось, $c_s^{\text{бок}} \lesssim \pi_{\pi}^{-1}$, во-вторых, $\Gamma_s \rightarrow 0$ при $k \rightarrow 0$.

Отношение выхода π^+ -мезонов к выходу протонов фейербола дается выражением (при $N \approx z$) [26] :

$$R_{\pi^+ z} \approx \frac{2}{9} \sum_i \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{\Gamma_i}{\exp(\frac{\omega_i(k)}{b}) - 1} + \frac{2}{\bar{J}_{\pi}} \frac{\Gamma_{\pi}(k=0)}{\exp(1/\bar{J}_{\pi}) - 1}. \quad (22)$$

Для инклюзивных процессов средний атомный вес фейербола $\bar{J}_{\pi} \approx \bar{J}/4$. Второе слагаемое (22) отвечает так называемой бозе-конденсации пионов с $k=0$. Отметим, что в формуле (22) не учтены поверхностные эффекты, которые могут привести к поправкам $\sim 1/\bar{J}^{1/3}$. В то же времядержан член $\sim 1/\bar{J}$ от так называемого бозе-конденсата, поскольку он пропорционален другой (большей) экспоненте ($c^{-1/T} \gg c^{-\omega_i(k)/T}$ при $k \gg 1$). Для тяжелых ядер при рассматриваемых импульсах основной вклад вносит первое слагаемое.

На рис.3 был приведен спектр пионных возбуждений в ядерной среде с $\beta \approx 0,6 \beta_0$. Так же приведены значения факторов Γ_i . Видно, что при малых k концентрация "вакуумных" пионов, имеющих пустотную функцию Грина, на резонансной ветви (ω_d) мала (соответствующие возбуждения с квантовыми числами пиона состоят в основном из Δ -изобар-нуклонных дырок) и достигает единицы при $k \gtrsim 4\pi/\sigma$. Напротив, примесь "вакуумного" пиона на средовой пионной ветви $\gamma(k)$ падает с ростом k при $k \gtrsim \pi/\sigma$. Предельный переход при $\beta \rightarrow 0$ к вакуумному закону дисперсии нетривиален: $\omega_{\text{f}}(k) \rightarrow \omega_k$, $\Gamma_{\text{f}} \rightarrow 1$ при $k < k_d \approx 2,4\pi/\sigma$ и $\omega_d \rightarrow \omega_k$, $\Gamma_d \rightarrow 1$, при $k > k_d$.

При $\tau_{\text{f}}^{\text{vac}}$, τ_d^{vac} , τ_s^{vac} , $\tau_{\text{break}}^{\text{vac}} < \tau_f < \tau_{NN}^{(1)}$, где $\tau_{NN}^{(1)}$ - время NN -взаимодействия, определяемое графиком на рис.10.

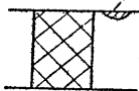


Рис. 10. График, определяющий эффекты поглощения и испускания пионов в NN -взаимодействиях

Эффекты нестационарности малы, и пионы, родившиеся за время $\tau_{NN}^{(1)}$ до наступления "breakup" вылетают в вакуум. Их плотность можно рассчитать, пользуясь обычной диаграммной техникой. Имеем

$$\beta_{\text{f}} = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp[\omega_k / T(t_0 - \min(\tau_{NN}^{(1)}, \tau_{NN}^{(2)}))] - 1}, \quad (23)$$

$\tau_{NN}^{(2)}$ - время перерассеяния "голого" пиона, определяемое графиками на рис. II.



Рис. 11. График, определяющий эффекты перерассеяния пиона

Аналогичный (23) результат имеется для выхода фотонов из черного тела, и плотность пионов практически не зависит от закона их дисперсии в ядерной среде. Отметим, что неравенство $\tau_{\text{f}}^{\text{vac}} < \tau_f$ выполняется, когда ветви пиона в среде при $\beta \approx \beta_0$ достаточно сильно отличаются от вакуумной (ω_k). Поэтому даже если бы выполнялось (23) и в выходе пионов эффекты ядерной среды не скрывались, они все же были бы существенны в расчете пионных термодинамических характеристик ядерного фейербола.

При $\tau_f > \tau_{NN}$ "breakup" квазидиабатический, пионы успевают поглотиться нуклонами, и их выход значительно подавлен.

В действительности τ_f есть время NN -столкновения при развале ядерной системы $\tau_N(\beta_0)$, а не внешний параметр.

Величина $\zeta_N(\rho)$ находится из анализа реакций, показанных на рис. I, и определяется выражениями (3), (4). Теперь мы имеем все необходимое для детального сравнения результатов модели, учитывающей эффекты поляризации ядерной среды с экспериментом. Забегая вперед, отметим, что оно указывает на удовлетворительную применимость приближений (20), (22).

7. УЧЕТ СМЯГЧЕНИИ ПИОННОЙ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

В этом разделе проведены учет эффектов смягчения пионной степени свободы в термодинамическом описании ядро-ядерных столкновений и сравнение теории с имеющимися экспериментальными данными. Получено феноменологическое уравнение состояния ядерного вещества при $T \neq 0$ [25, 26].

В [25] использовалась следующая модель. Нуклоны рассматривались в модели Валечки, а поляризационный оператор пиона вычислялся с учетом эффектов поляризации ядерной среды при $T \neq 0$.

На рис. I2 представлены результаты расчета энтропии и энергии на частицу при разных температурах.

На рис. I2, а горизонтальными сплошными стрелками показан вариант расчета, соответствующий неполному термодинамическому равновесию в момент максимального сжатия. В этом случае $\delta(\rho_\pi, T_\pi)$ не минимальна. Динамика системы определяется сохранением энтропии (горизонтальные стрелки на рис. I2, б).

Как можно видеть из рис. I2, б и проделанных расчетов плотности, $\rho_b \sim (0,65-0,85) \rho_0$ и полные выходы пионов близки к экспериментальным. Расчет проводился по формуле (22), но поправки от бозе-конденсации ($\sim 1/J$) не учитывались. Максимальные уплотнения $\rho_\pi < 2\rho_0$ не слишком велики. Значение энтропии $S/J \gtrsim 6$ при $E_A \simeq 2,1 \text{ ГэВ/А}$ согласуется с оценкой, следующей из R_{dp} - данных и выполненной по формуле (9). Определенный вклад в уравнение состояния вносит жидкая фаза пионного конденсата (пионные флуктуации с $k \neq 0$).

Можно было бы исходить из предположения о минимальности энергии $\delta(\rho_\pi, T_\pi)$ в начальной конфигурации (штрихпунктир на рис. I2, а). В этом случае величина T_π не подбирается ($T_{op} < T_\pi < T_{ok}$), а однозначно находится. На рис. I2, б динамика

системы в этом случае (при $E_A = 2,1, 0,8$ и $0,4$ ГэВ/А) отмечена точечными стрелками. Как видно из рисунка, получаются следующие параметры исходной и конечной конфигураций:

$\varrho_m = 1,6 \rho_0$, $T_m \approx 135$ МэВ, $\rho_f \approx 0,5 \rho_0$ при $T_f \approx 100$ МэВ, $S/A \approx 6,7$ (для $E_A \approx 2,1$ ГэВ/А); $\varrho_m \approx 1,3 \rho_0$, $T_m \approx 87$ МэВ, $S/A \approx 4,5$, $\rho_f \approx 0,5 \rho_0$ при $T_f \approx 60$ МэВ ($E_A \approx 0,8$ ГэВ/А); и $\varrho_m \approx 1,2 \rho_0$, $T_m \approx 65$ МэВ, $S/A \approx 3,5$, $\rho_f \approx 0,5 \rho_0$ при $T_f \approx 40$ МэВ ($E_A \approx 0,4$ ГэВ/А).

Полученные в этом случае значения ϱ_m слишком низки и жидкая фаза пионного конденсата еще не вносит существенного вклада в термодинамику. Ее роль в уравнении состояния берет на себя нуклонная подсистема, которая в модели Валечки имеет нереалистически большую сжимаемость.

В работе [26] вместо модели Валечки для расчета нуклонной подсистемы использовалась более реалистическая ($m_N^*(\rho_0) \approx 0,85 m_N$, $k \approx 210$ МэВ) модифицированная модель Валечки. Учитывались вклад в термодинамику пионов со смягченным средой законом дисперсии и жидкая фаза π -конденсата, возникающая при $\varrho > \rho_{c1} \sim 0,5 \rho_0$. В уравнении (II) полагалось $\epsilon_{df} \approx -16$ МэВ.

Полученные с таким уравнением состояния значения энтропии и энергии на частицу изображены на рис. 13 в зависимости от плот-

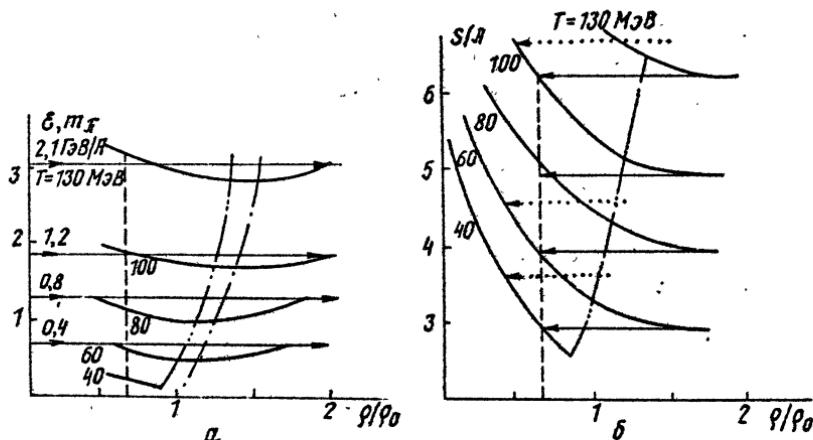


Рис. 12. Энергия и энтропия на нуклон как функции плотности при различных значениях температуры. Кривые — нуклоны, рассчитанные по модели Валечки, пионы — с учетом поляризации ядерной среды при $T \neq 0$. Штрихпунктир — начальная конфигурация, определяемая минимумом $\mathcal{E}(\rho)$. Точечные стрелки — соответствующие значения энтропии, горизонтальные — энергии столкновения ядер, б — соответствующие значения S/A . Штрихпунктир с двумя точками — значение $\varrho_{c1}(T)$. При $\varrho > \varrho_{c1}$ существенны пионные флуктуации с $c \neq 0$ (жидкая фаза π -конденсата). Вертикальная штриховая — ρ_f .

ности при различных температурах. Горизонтальные стрелки на рис. 13, б ($\delta = \text{const}$) определяют динамику начально квазиравновесного фейрбола. Как видно из рисунка, получаются следующие значения параметров начальной и конечной конфигураций: $\varrho_m \approx 3\varrho_0$, $T_m \approx 133 \text{ МэВ}$, $\varrho_b \approx 0,7\varrho_0$, $T_b \approx 92 \text{ МэВ}$, $S/J \approx 6,6$ при $E_A \approx 2,1 \text{ ГэВ/A}$; $\varrho_m \approx 2\varrho_0$, $T_m \approx 89 \text{ МэВ}$, $\varrho_b \approx 0,6\varrho_0$, $T_b \approx 62 \text{ МэВ}$, $S/J \approx 4,6$ при $E_A \approx 0,8 \text{ ГэВ/A}$; $\varrho_m \approx 1,5\varrho_0$, $T_m \approx 62 \text{ МэВ}$, $\varrho_b \approx 0,6\varrho_0$, $T_b \approx 42 \text{ МэВ}$, $S/J \approx 3,6$ при $E_A \approx 0,4 \text{ ГэВ/A}$.

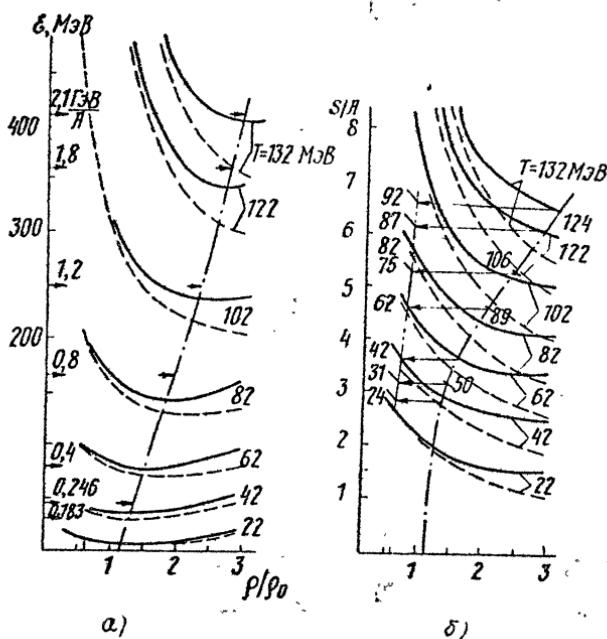


Рис. 13. Энергия и энтропия на нуклон как функции плотности при различных значениях температуры. Сплошные кривые — нуклоны, рассчитанные по модифицированной модели Валечки, пионы — с учетом эффектов поляризации ядерной среды. Штриховые — без учета жидкой фазы σ -конденсата. Штрихпунктир — минимум $\delta(\varrho)$. Штрихпунктир с двумя точками — ϱ_b . Горизонтальные стрелки — разные энергии столкновения ядер. При этом величина $\varepsilon_{c.u.m} + \varepsilon(\varrho_0, T=0)$ совпадает с минимумом $\delta(\varrho)$.

В отличие от изложенных выше результатов [25], полученных при использовании модели Валечки, сопоставление с пионными данными в [26] проводилось не только с интегральным выходом пионов, рассчитываемым на основании (22) с учетом эффекта "бозе-конденсации", но за основу бралась гораздо более богатая информация по

дифференциальным сечениям пионов при $\theta = 90^\circ$ (рис. I4). Как видно из этих рисунков, дифференциальные сечения, вычисляемые согласно (20) со средовым законом дисперсии пионов, неплохо согласуются с экспериментальными. Значения \bar{f}_b , соответствующие наилучшей подгонке, отмечены на рисунках. Плотность $\rho_b \approx 0,6 \rho_0$ та же, что и на рис. I3.

Имеется некоторый недостаток мягких пионов, который, как уже отмечалось, вероятно связан с частичной прозрачностью ядерного фейрбала для пионов с характерными импульсами $k \ll m_\pi$, поскольку длина свободного пробега пиона при таких импульсах достаточно велика (см. раздел 2). Эти мягкие пионы, по-видимому, несут информацию о более горячей стадии расширения фейрбала. Определенный вклад дают "бозе-конденсатные" ($k \approx 0$) пионы. Динамика фейрбала приводит к некоторому их разбросу по импульсам.

Отношения R_{π^+} / R_{π^-} , рассчитанные по формуле (22) при температурах T_b и $\rho \approx \rho_b$ приведены на рис. I5. Для легких ядер достаточно большой вклад в величину R_{π^+} / R_{π^-} вносят "бозе-конденсатные" ($k \approx 0$) пионы. С ростом A этот вклад уменьшается. Таким образом, в целом удается согласовать и дифференциальные и интегральные выходы пионов.

Часть энергии $E_{\text{ини}} - E(\varphi)$ превращается в кинетическую энергию радиального разлета частиц. Как видно из рис. I3, а, в конечной конфигурации ($\varphi = \varphi_b$) это соответствует скорости расширения фейрбала $v_\varphi \approx 0,28$ при $E_1 \approx 0,4$ ГэВ/А и $v_\varphi \approx 0,46$ при $E_1 \approx 2,1$ ГэВ/А. Наличие радиального расширения существенно сказывается на дифференциальных сечениях частиц с $\theta \neq \pi/2$. Такой анализ, разумеется, требует более сложных гидродинамических расчетов. Однако, как видно из рис. I3 – I5, даже при упрощенной трактовке эффектов смягчения пионной степени свободы и оценке динамических факторов удается достичь неплохого согласия теории с большой совокупностью экспериментальных данных.

Итак, главными "подгоночными" параметрами являлись значения \bar{f}_b , извлеченные из сравнения расчетных дифференциальных сечений пионов с экспериментальными при разных энергиях столкновения ядер, что фактически может быть сведено к выбору только одного параметра ρ_b ($\approx 0,6 \rho_0$) (при этом значения T_b получаются уже из модели автоматически). Отметим, что знания величин \bar{f}_b , ρ_b при универсальном законе дисперсии пиона оказывается

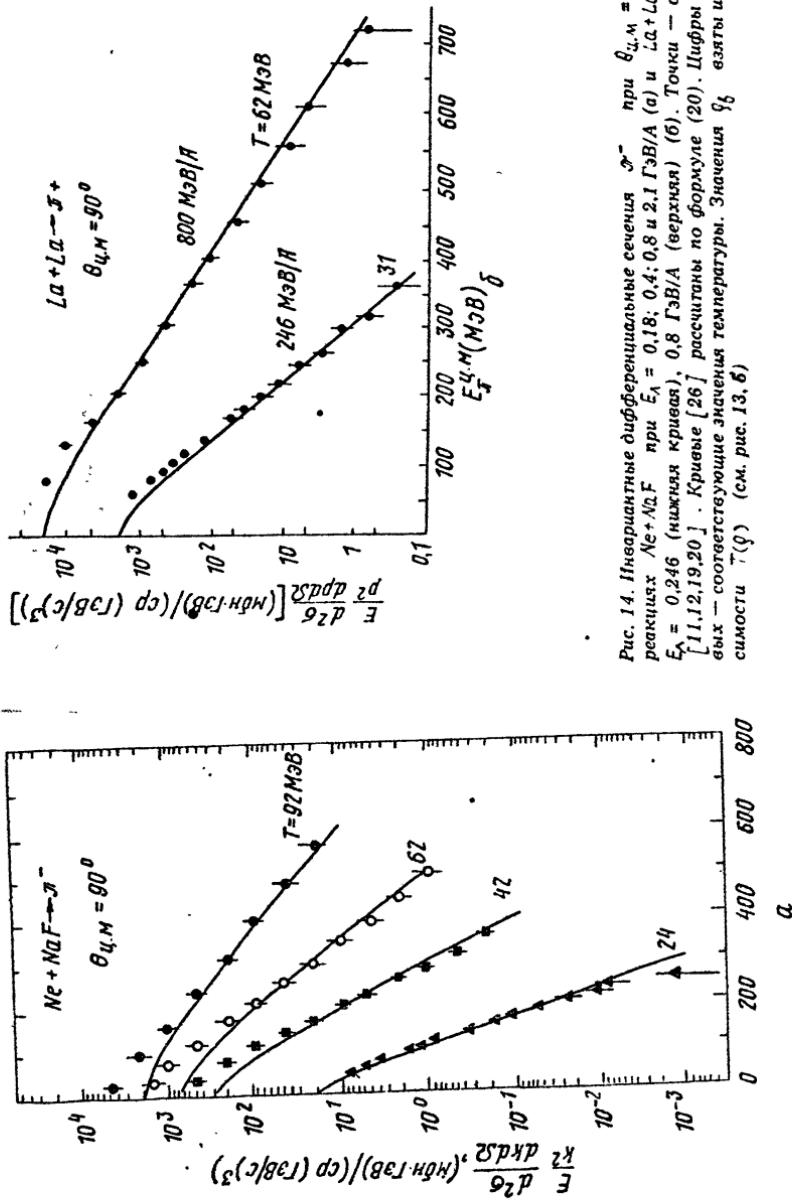


Рис. 14. Инвариантные дифференциальные сечения π^+ при $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$ в реакциях $\text{Ne} + \text{NaF}$ при $E_\lambda = 0,18, 0,4, 0,8$ и $2,1 \text{ ГэВ/A}$ (а) и $\text{La} + \text{La}$ при $E_\lambda = 0,246$ (нижняя кривая), $0,8 \text{ ГэВ/A}$ (верхняя) (б). Точки — данные [11, 12, 19, 20]. Кривые [26] рассчитаны по формуле (20). Цифры у кривых — соответствующие значения температуры. Значения β_δ взяты из зависимости $T(g)$ (см. рис. 13, б)

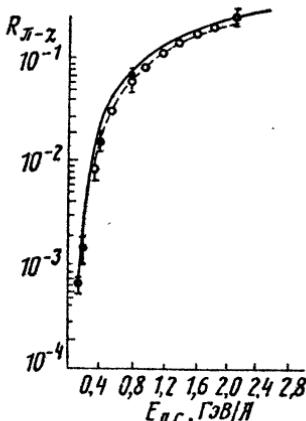


Рис. 15. Отношение выходов пиона к числом протонов файрбола при различных энергиях столкновения ядер. Расчет [26] — по формуле (22): сплошная кривая — для $\text{Ne} + \text{NaF}$ [11,12], штриховая — $\Lambda\bar{\Lambda}$. Соответствующие значения T взяты из рис. 14. ρ — из зависимости $T(\rho)$. Точки:

— для реакции $\text{Ne} + \text{NaF}$ [11,12]
○ — $\Lambda\bar{\Lambda}$ [21]

согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Значения ρ_0 , найденные на основе зависимости $T(\rho)$, определяемой из сохранения энтропии, согласуются с величиной $\rho_0^{\text{exp}} \sim 0,6 \rho_0$, следующей из опытов по измерению $\pi\pi$ -корреляций. Величина $T_{\max} \approx 135$ МэВ при $E_A \approx 2,1$ ГэВ/А примерно совпадает со значением обратного наклона дифференциального сечения Λ^+ -мезонов. Отметим, что неплохое согласие имеется и с протонными, а также фотонными экспериментальными дифференциальными сечениями. Эти вопросы рассматриваются в разделах 8–10. Единственное разумное объяснение большой величины энтропии ($S/I \gtrsim 6$ при $2,1$ ГэВ/А) — смягчение пионной степени свободы. Итак, учет смягчения пионных степеней свободы позволяет существенно улучшить описание термодинамики ядерных столкновений.

достаточно, чтобы неплохо аппроксимировать дифференциальные сечения пионов в широком интервале энергий столкновения ядер и энергий вылетающих пионов. Дополнительный вклад жидкой фазы пионного конденсата необходим для увеличения жесткости уравнения состояния при возрастании температуры и плотности, требуемого для лучшего описания характеристик ядерного файрбола. В работах [52–54], где не учитываются мягкие пионные степени свободы, приходилось вводить аномально большие значения сжимаемости

800 МэВ. Здесь проблема жесткости уравнения состояния решается естественным образом. Мягкие виртуальные пионные возбуждения, рождаясь в большом количестве, при нагревании системы вносят существенный вклад во внутреннее давление. Остальные характеристики файрбола получаются автоматически и неплохо со-

гласуются с имеющимися экспериментальными данными. Значения ρ_0 , найденные на основе зависимости $T(\rho)$, определяемой из сохранения энтропии, согласуются с величиной $\rho_0^{\text{exp}} \sim 0,6 \rho_0$, следующей из опытов по измерению $\pi\pi$ -корреляций. Величина $T_{\max} \approx 135$ МэВ при $E_A \approx 2,1$ ГэВ/А примерно совпадает со значением обратного наклона дифференциального сечения Λ^+ -мезонов. Отметим, что неплохое согласие имеется и с протонными, а также фотонными экспериментальными дифференциальными сечениями. Эти вопросы рассматриваются в разделах 8–10. Единственное разумное объяснение большой величины энтропии ($S/I \gtrsim 6$ при $2,1$ ГэВ/А) — смягчение пионной степени свободы. Итак, учет смягчения пионных степеней свободы позволяет существенно улучшить описание термодинамики ядерных столкновений.

8. РОЛЬ ЭФФЕКТОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ В ВЫХОДЕ НУКЛОНОВ

В этом разделе произведен учет поляризации ядерной среды в дифференциальных сечениях нуклонов [60]. Проведено сравнение с экспериментом. Результат дополняет и подтверждает изложенную

выше картину динамики ядерного файрбола при учете эффектов смягчения пионной степени свободы.

До недавнего времени в гидродинамическом подходе дифференциальные и интегральные сечения нуклонов описывались с помощью квазиравновесной функции распределения ферми-газа. Входящие в нее температура T_f и химический потенциал μ_f^{eq} брались в момент раз渲ала ядерного файрбола ($\rho = \rho_f$) (см., например, [II, I2, 39]). В то же время до момента раз渲ала ядерной системы ($T > T_f$, $\rho > \rho_f$) так или иначе учитывалось потенциальное взаимодействие нуклонов. Однако, как и в случае пионов, взаимодействие между нуклонами оказывается на их наблюдаемых сечениях [60].

Число нуклонов, аналогично числу пионов (15), выражается через их неравновесную функцию Грина:

$$iN(t, \vec{r}) = V(t, \vec{r}) g_N^{-1}(t, \vec{r}, t, \vec{r}), \quad (24)$$

которая определяется из соответствующего уравнения Дайсона через массовый оператор $\sum^{ij} i, j = +, -$. В предположении мгновенного раз渲ала равновесной системы, в полной аналогии с выражением (17), получаем

$$\rho_N = -2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{2 Im \delta_N^R(\omega, k, T_f)}{\exp(\frac{\omega}{T_f}) + 1} \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (25)$$

Множитель 2 учитывает две проекции спина нуклона данного сорта. Для инвариантного дифференциального сечения нуклонов одного сорта, аналогично (20), имеем

$$E \frac{d^3 G}{dk^3} = 2 \frac{\sqrt{\pi_N^2 + k^2}}{\rho_f} \frac{\Gamma \gamma^{5/3}}{\exp[(\sqrt{\pi_N^2 + k^2} - \mu_f)/T_f] + 1} \cdot 15,64 \frac{m_N}{\Gamma \theta^2 \cdot c^3 \cdot \rho} \cdot (26)$$

Здесь $\pi_N^*(\rho_f, T_f)$ — эффективная масса нуклона при плотности ρ_f и температуре T_f , $\mu_f(\rho_f, T_f)$ — химический потенциал нуклона, взятый в момент, непосредственно preceding раз渲ала ядерного файрбола, и рассчитанный в одной из моделей нуклонного уравнения состояния. Он довольно сильно отличается от имеющегося для идеального ферми-газа. Множитель 15,64 возникает, если все величины в (26) взять в пионных единицах. Фактор Γ учитывает поглощение виртуальных квантов, окружающих нуклон в ядерной среде, которое происходит при его вылете в вакуум. При малых импульсах нуклона $\Gamma = (1 - \frac{\partial \Sigma}{\partial c})^{-1} / e = p^2 / 2\pi_N^*$.

Численная оценка величины Γ , следующая из ТКФС, есть $\Gamma \approx 0,6$ при $c \approx 0$, $\Gamma \approx 0,8$ при $c = p_F^2/2m_N^*$ и $\Gamma \rightarrow 1$ при $p \rightarrow \infty$. В среднеполевой модели, например, Валечки или модифицированной модели Валечки, где запаздывание не учитывается, $\partial \Sigma / \partial c = 0$ и $\Gamma \approx 1$.

Мгновенность развала системы предполагает выполнение неравенства

$$\tau_{\varphi}^{ban} \sim (\sqrt{p^2 + m_N^2} - \sqrt{p^2 + m_N^{*2}})^{-1} \gg \tau_b \sim m_{\varphi}^{-1}. \quad (27)$$

Отметим, что предельное выражение для идеального газа нуклонов

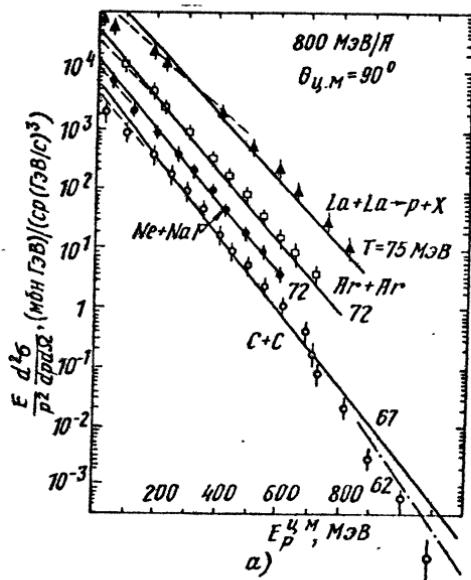
$$E \frac{d\sigma}{dk} = 2 \frac{\sqrt{m_N^2 + k^2} \cdot k^{5/3}}{p_b(t_0 - \tau_{NN}) \left\{ \exp \left[\frac{\sqrt{m_N^2 + k^2} - \mu_b^{*4}}{\beta(t_0 - \tau_{NN})} \right] + 1 \right\}}^{15,64} \frac{mb}{T_b^2 \cdot c^3 \cdot \varphi}, \quad (28)$$

где μ_b^{*4} – химический потенциал идеального ферми-газа, может иметь только качественную область применимости. Действительно, оно было бы справедливо в случае $\tau_{\varphi}^{ban} \ll \tau_b \ll \tau_{NN}(q_b, T_b)$, в то время как при развале системы $\tau_b(q_b, T_b) \sim \tau_{NN}(q_b, T_b)$. Принимая $m_N^*(q_b \approx 0,6 q_0) \approx 0,89 m_N$, как это следует из модифицированной модели Валечки, имеем $\tau_{\varphi}^{ban} \sim 1,4 m_{\varphi}^{-1}$ при $p = 0$ и $\tau_{\varphi}^{ban} \sim 3 m_{\varphi}^{-1}$ при $p = 14 m_{\varphi}$.

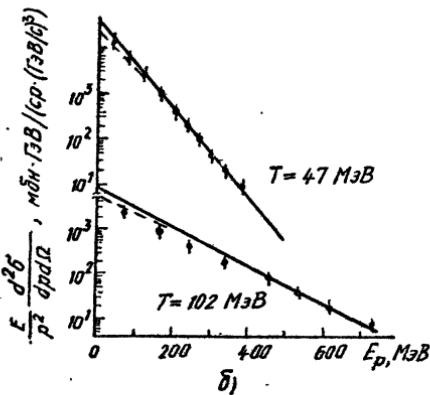
На рис.16 приведены спектры протонов при энергии столкновения $E_A = 0,138; 0,246; 0,4; 0,8; 2,1$ ГэВ/А, рассчитанные по формуле (26) в сравнении с экспериментальными данными. Зависимости $\mu_b(q_b, T)$ и $m_N^*(q_b, T)$ взяты из модифицированной модели Валечки. Величина $q_b \approx 0,6 q_0$. Отвечающие лучшей подгонке к эксперименту эффективные температуры T_{op} отмечены на рисунках. Они несколько выше (примерно на 3–10 МэВ), чем соответствующие пионные температуры $T_{0\pi}$ (см. рис.14). Это небольшое превышение T_{op} над $T_{0\pi}$ можно связать с тем, что при развале ядерного файрбола виртуальные пионы (с импульсами $k \leq p_F$) не могут вылетать в вакуум и отдают свою энергию нуклонам, а следовательно, несколько повышают эффективную температуру "мягких" ($k \leq p_F$) нуклонов. Для нуклонов, вылетающих с большими импульсами, $T_{op} \approx T_{0\pi}$ (см. штрихпунктирную кривую на рис.16,а). В наших расчетах упомянутое выше обстоятельство учтено в усредненной величине T_{op} , несколько превышающей $T_{0\pi}$. Кроме

того, избыточный выход мягких протонов, как и недостаток мягких пионов, также, по-видимому, частично связаны с неучтеными динамическими эффектами расширения ядерного файрбола.

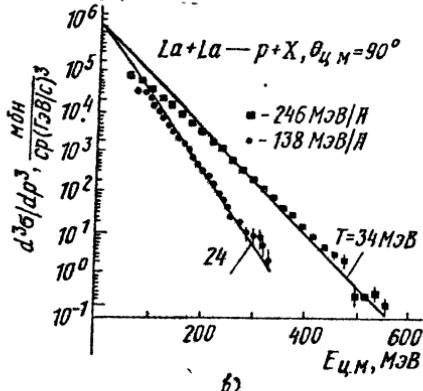
Отметим, что аналогично можно вычислить и дифференциальные сечения составных частиц.



a)



б)



в)

Рис. 16. Инвариантные дифференциальные сечения протонов в реакциях с разными ядрами: а — при $E_A = 800 \text{ МэВ/А}$, $\theta_{4,M} = 90^\circ$; штриховые — с учетом $\Gamma \neq 1$; б — то же в реакции $\text{Ne} + \text{NaI} \rightarrow p + X$ при $E_A = 0,4$ и $2,1 \text{ ГэВ/А}$. Данные — из [11,12], расчет — из [60]; в — $\text{La} + \text{La} \rightarrow p + X$, $E_A = 246$ и 138 МэВ/А [75].

9. ТАК НАЗЫВАЕМАЯ ЗАГАДКА ЭНТРОПИИ

В этом разделе, основанном на результатах [26, 60], показано, что учет мягкой пионной степени свободы и других средовых эффектов позволяет разрешить так называемую загадку большой энтропии.

Сначала коротко остановимся на работах, в которых рассматривалась так называемая загадка энтропии (см. [31]). Оказалось, что энтропия, вычисленная с учетом только нуклонных степеней свободы [29], гораздо меньше экспериментальной, т.е. вычисленной по формуле (9), экспериментальным R_{dp} -отношениям (рис. I7).

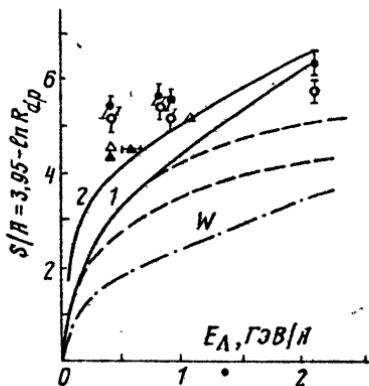


Рис. 17. Зависимость энтропии от энергии столкновения ядер: точки — значения "экспериментальной" энтропии, извлеченной из d, p -данных (○ — инклюзивные, Δ — центральные $N_c + NaF$ — столкновения, □, ■ — то же для реакции $Ar + HCl$, 1, 2 — соответствующие значения энтропии с учетом эффекта кластеризации); штриховые кривые — расчеты S/A без учета ($\eta=1$) и с учетом ($\eta=1,2$) вязкого расширения [33]. Смягчение пионных степеней свободы не учитывалось, $\varrho_2 \approx 0,7\varrho_0$ штирипунктир — расчет [25] в модели Валечки со свободными пионами. Кривые 1 и 2 рассчитаны соответственно в [25, 26] по моделям Валечки и модифицированной модели Валечки с учетом эффектов смягчения пионной степени свободы

Энтропия есть мера эффективного числа степеней свободы, поэтому было ясно, что не учтены какие-то существенные степени свободы. Предположение о сильно смягченном уравнении состояния не позволяет объяснить экспериментальные данные, даже если в столкновении достигается плотность $\varrho_m \sim 7\varrho_0$.

Эффекты вязкости могут увеличить энтропию на фактор $\eta \sim S_\eta / S_s \approx 1,2$, где S_s — энтропия в скжатом состоянии, S_η — энтропия после вязкого расширения [33]. Этого явно недостаточно, чтобы объяснить большие значения S/A_{exp} (см. рис. I7).

В [61] оценивался вклад кварковых степеней свободы. При этом энтропия увеличивается, но недостаточно для того, чтобы объяснить значения $S/A \approx 5-6,5$ при энергиях сравнительно низких для явления деконфайнмента.

Смягчение пионных степеней свободы качественно учитывалось в [61] заселением пионной ветви, взятой в простой параметриза-

ции $\omega = \omega_\pi + \delta [(1 - \frac{h^2}{h_0^2})^2 - 1]$. При этом, введя в модель сильное смягчение пионной ветви, можно объяснить большое значение $S_{\text{энтропии}}$ при энергиях $\sim 1 - 2,1$ ГэВ/нукл. В [62] смягчение ветви пионного спектра $\omega_\pi(k)$ определялось гипотетическим взаимодействием пионов со средним $\bar{\sigma}$ -мезонным полем. Разумеется, это лишь упрощенные оценки, поскольку ветвь $\omega_\pi(k)$ в [61, 62] не имеет правильной асимптотики при больших k (ср. рис. 3).

Дальнейшее усовершенствование модели проведено в [63]. Нуклоны рассчитывались в вариационной теории ядерной материи, вклад пионов в термодинамику учитывался также заселением только пионной ветви возбуждений с поляризационным оператором, взятым для холодной ядерной материи. Оказалось, что уже при энергии 800 МэВ/нукл. и $\rho \approx 0,16 \text{ fm}^{-3} - T \approx 75 \text{ MeV}$, $S/A = 4,9$ вместо $T = 104 \text{ MeV}$, и $S/A = 4,25$ для чисто нуклонной системы.

Детальный расчет энтропии с учетом поляризации пион-нуклонной системы, зависимости поляризационного оператора от T , вклада виртуальных пионных мод, проведенный выше, показал, что большие значения энтропии действительно возникают в расчетах, учитывающих смягчение пионных степеней свободы в ядерном веществе. При больших энергиях столкновения главный вклад вносит заселение ветвей спектра $\omega_\pi(k)$ и $\omega_\lambda(k)$ пионными квазичастицами, при меньших энергиях ($\lesssim 1 \text{ ГэВ/нукл.}$) существен учет жидкой фазы π -конденсата. Итак, в реалистическом расчете в [26] значения энтропии оказываются действительно большими (см. рис. 1?).

В то же время следует отметить, что учет средовых эффектов в рождении нуклонов и составных частиц позволяет по-новому взглянуть на проблему в целом. Как мы показали выше, нуклонные дифференциальные сечения можно подогнать к экспериментальным, используя предельное выражение (26) (а не (28)), в котором химический потенциал существенно отличается от химического потенциала идеального газа. При подогнанных к экспериментальным значениям дифференциальных сечениях нуклонов, рассчитанных по формуле (26), и дейtronов, вычисленных, скажем, в модели коалесценции при учете средовых эффектов, экспериментальной энтропией уже следует называть не величину (9), а соответствующее теоретическое значение (отвечающее химическому потенциалу $\mu(q_f, T_f) \neq \mu^{(4)}(q_f, T_f)$), какое бы оно ни было, большое или малое. Сопоставление же этого выражения с формулой идеального газа может вообще не иметь смысла. Так, по-видимому, решается загадка энтропии.

10. ПРОИВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ ПОЛИРИЗАЦИИ ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ В ПРОЦЕССАХ С РОЖДЕНИЕМ ФОТОНОВ

В этом разделе с учетом мягкой пионной степени свободы исследованы процессы с рождением фотонов в динамике ядро-ядерных столкновений [6].

Выше был приведен расчет выхода пионов, которые, в основном, заперты внутри ядерного файрбола вплоть до момента "*breakup*". В ядро-ядерных столкновениях с некоторой вероятностью могут рождаться частицы, слабо взаимодействующие с ядерным веществом, а следовательно, имеющие достаточно большую длину свободного пробега. К ним относятся, например, фотоны, лептоны и Λ^+ -мезоны. По рождению этих частиц уже имеется некоторая экспериментальная информация [63-66].

Если длина свободного пробега частицы λ больше размера ядерного файрбола D , то родившись в акте NN -столкновения такая частица свободно покидает ядерный файрбол. Поэтому расчет дифференциальных сечений рождения этих частиц сводится к вычислению вероятности соответствующей реакции, которая, очевидно, максимальна на начальной стадии формирования и расширения ядерного файрбола, когда последний является наиболее плотным и горячим. Таким образом, имеется уникальная возможность получить прямые сведения о начальной стадии развития ядерного файрбола.

При сравнительно больших частотах фотонов $\omega_f > T$ длина свободного пробега фотона λ_f больше характерного размера ядерного файрбола D . В этом случае фотон рождаются в прямых реакциях.

При малых частотах фотонов $\omega_f < T$ длина их свободного пробега оказывается меньше D . При этом фотон вылетают на конечной стадии (*breakup*). В этом случае расчет дифференциальных сечений их рождения можно провести по аналогии с вычислением дифференциальных сечений рождения пионов и нуклонов (см. выражения (20) и (26)).

Далее будем пренебрегать вкладом реакций с рождением или поглощением реальных пионов и Λ (1232)-изобар. Поэтому ограничимся рассмотрением не слишком больших энергий ядер ($E_A \leq 1$ ГэВ/А), при которых возникает разогрев вещества до температуры, существенно меньшей T_{cr} . В этом случае фотон рождаются в основном в реакциях $pp \rightarrow pp\gamma$. Сечение $pp \rightarrow pp\gamma$ -реакции существенно меньше, поскольку дипольное приближение для частиц одинакового

заряда и массы не дает вклада, а скорость нуклонов – нерелятивистская. Учет электромагнитного фактора нейтрона приводит к малому вкладу, поэтому реакцию $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\gamma$ не рассматриваем. Схематически диаграммы $NN \rightarrow NN\gamma$ представлены на рис. 18.

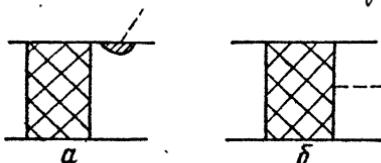


Рис. 18. Диаграммы, определяющие процессы с рождением фотона в NN -взаимодействиях

Диаграммы процессов с фотонами получаются из диаграмм NN -взаимодействия путем добавления внешней фотонной линии, ответвляющейся от какой-либо внешней или внутренней протонной линии.

При достаточно малой энергии вылетающих фотонов ω_γ (по сравнению с характерной энергией NN -взаимодействия) основную роль будет играть диаграмма на рис. 18, а. Действительно, если

p -импульс внешней линии ($p^2 = \pi_N^{*2}$), то при малых импульсах фотона $q(\omega_\gamma, \vec{q}) \ll \pi_N^*$ имеем $(p-q)^2 \approx \pi_N^{*2}$, т.е. добавляющийся в диаграмме множитель $\mathcal{B}_N(p-q)$ находится у своего полюса.

Диаграмма на рис. 18, б с рождением фотонов в промежуточных состояниях дает меньший вклад, по крайней мере, при достаточно низких частотах фотонов из-за интеграции по импульсам нуклонов, входящих в вершину испускания фотонов. На эксперименте измеряются фотони с энергией $\omega_\gamma < \pi_N^*$. С учетом сказанного для частот $\omega_\gamma \gg \pi_N^*$ приводимый расчет можно рассматривать только как грубую оценку.

Для полной вероятности процессов с испусканием фотона в единице объема в единицу времени с частотой ω_γ имеем [6]

$$\frac{dW_\gamma}{d\omega_\gamma d\Omega} = \frac{e^2 \Gamma_\gamma^2 \rho T^3 \pi_N^{*2}}{24\pi^5 \pi_N^4 \omega_\gamma} \int_{-\infty}^{\infty} dy_1 J(y, y_1) I_{int}(y_1), \quad (29)$$

где $\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$, положено $|\vec{q}| = \omega_\gamma$, и введены обозначения

$$I_{int}(y_1) = \frac{\pi_N^4}{\rho} \int_{k < 2p_F} \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{1}{2} |\Gamma_{np}^{(H)}(\omega_\gamma)|^2 + \frac{p_F^2}{k^2} |\Gamma_{np}^{(S)}(\omega_\gamma)|^2 \right\}, \quad (30)$$

$$J(y, y_1) = \frac{y - y_1}{e^{(y-y_1)-1}} \frac{y_1}{e^{y_1-1}}, \quad y = \omega_\gamma/T, \quad y_1 = \omega_\gamma/T,$$

e – заряд электрона; Γ_γ – фактор, учитывающий NN -корреляции в вершине с испусканием фотона, $\Gamma_{np}^{(H)}$ и $\Gamma_{np}^{(S)}$ – те же, что и в (2) (см. Приложение).

Время свободного пробега фотона можно определить с помощью соотношения

$$\tau_f^{-1} = \frac{1}{\omega_f} \frac{dW}{[d^3q(2\pi)^3 2\omega_f]} \quad (31)$$

Как следует из (29), характеристическая частота фотонов ω_f , при которой $\tau_f \approx \lambda_f \sim D$ (D – размер ядерного файрбола), определена довольно отчетливо. Это $\omega_f \sim T$. Фотоны с частотой $\omega_f < T$ не вылетают из его объема вплоть до самого момента разрыва, поскольку для них $\lambda_f < D$. Фотоны с частотой $\omega_f > T > \tau_f$, рождающиеся в прямых $NN \rightarrow NN\gamma$ -реакциях, не взаимодействуя с ядерным веществом, свободно вылетают в вакуум.

Рассмотрим сначала случай $\lambda_f > D$. Инвариантное дифференциальное сечение рождения фотонов определяется вероятностью (29) прямых процессов $pp \rightarrow p\gamma\gamma$:

$$\frac{d\sigma}{dn d\omega_f} = \int \frac{dW}{dn d\omega_f} dt I_f, \quad (32)$$

где $I_f = 2\pi \int_0^{b_{max}} b db F(b)V$, b – прицельный параметр. Для инклузивных процессов $\int_0^f F(x)dx = f$ (ср. с (20)). Учитывая это, имеем

$$I_f \approx f^2 \cdot 1.2^2 \pi^{2/3} (2J/\rho(t)) \cdot 10 \text{ мбн}, \quad (33)$$

A – атомный вес одного из сталкивающихся ядер, принято $A_1 = A_2 = A$. Подставляя (33) и (29) в (32), получаем

$$\frac{d\sigma}{dn d\omega_f} = \frac{1.2^2 \pi^{5/3} 10}{140} \left[\frac{\text{мбн}}{M_e B} \right] \int_{t_{\text{нач}}}^{t_{\text{кон}}} \frac{e^2 \Gamma^2 T^3(t) \pi_N^{*2}}{12\pi^4 m_\gamma^4 \omega_f} \int_{-\infty}^{\infty} dy_i J(y_i) I_{int}(y_i, t) dt. \quad (34)$$

Здесь I_{int} измеряется в пионных единицах ($\pi_\gamma = 1$), вследствие чего возник фактор $1/I_{int}$. $t_{\text{нач}}$ и $t_{\text{кон}}$ соответствуют началу формирования ядерного файрбола и моменту его разрыва.

Как следует из (34), для расчетов дифференциальных сечений фотонов надо знать зависимости $T(t)$ и $\rho(t)$, которые в свою очередь определяют зависимость амплитуды NN -взаимодействия от времени. Из-за наличия в (34) (см. 30) экспоненциального множителя $e^{-\omega_f t}$ интеграл набирается в области, где $t \approx t_m$. Окончательный ответ определяется в основном не явным видом зависимостей $T(t)$ и $\rho(t)$, а полным временем развития ядерного файрбола $t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}$, а также величинами T_m, ρ_m .

Ввиду сказанного стадию расширения ядерного файрбола можно описать, например, следуя упрощенной аналитической модели [67], в которой уравнение состояния определялось полигропой с показателем $\gamma = \frac{5}{3}$. Тогда

$$T(t) = \frac{T_m t_0^2}{t^2 + t_0^2}, \quad \rho(t) = \frac{\varrho_m t_0^3}{(t^2 + t_0^2)^{3/2}}, \quad t > 0. \quad (35)$$

Для описания стадии сжатия $t_{\text{нач}} < t < 0$ можно принять какой-либо разумный интерполяционный закон, например, линейный:

$$T(t) = T_m (t_{\text{нач}} - t) / t_{\text{нач}}, \quad \rho(t) = \varrho_0 + (\varrho_m - \varrho_0) (t_{\text{нач}} - t) / t_{\text{нач}}, \quad t_{\text{нач}} < t < 0. \quad (36)$$

Будем считать, что замораживание импульсных распределений нуклонов происходит при $t = t_0$ ($t_0 \ll t_b$). В этом случае $T_m/T_b \approx 2$, а $\varrho_m/\varrho_b \approx 2,8$, где T_b и ϱ_b — значения температуры и плотности в момент раз渲ала файрбола $T_b = T(t_0)$, $\varrho_b = \rho(t_0)$. Приведенные отношения мало отличаются от соответствующих величин (при низких энергиях) $T_m/T_b \approx 1,8$ и $\varrho_m/\varrho_b \approx 2,4 - 2,6$, полученных выше в достаточно реалистической модели, в которой нуклоны описывались в модифицированной модели Валечки со сжимаемостью нуклонного вещества $A \approx 210$ МэВ, а пионы рассчитывались с учетом поляризации ядерной среды. В качестве величин T_m и ϱ_m также будем брать определенные выше значения (см. рис. I.3). Как уже говорилось, в этой модели получено хорошее согласие с экспериментальными данными по пионам и нуклонам. Соответствующие зависимости T_m и T_b от энергии столкновения ядер представлены на рис. 5.

Результаты расчета дифференциального сечения фотонов в сравнении с экспериментальными данными для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al} \rightarrow \gamma + X$ при $E_A = 85$ МэВ/А приведены на рис. 19. Сплошная кривая отвечает

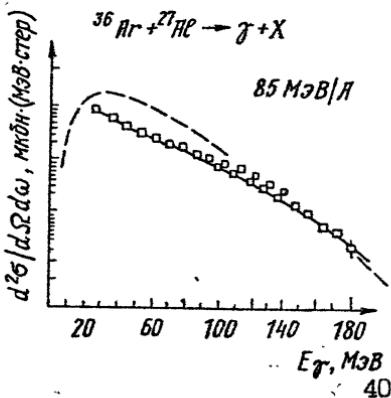


Рис. 19. Инвариантное дифференциальное сечение фотонов в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al} \rightarrow \gamma + X$ при $E_A = 85$ МэВ/А, $\theta = 150,90,60^\circ$. Данные — из [64—66]. Сплошная кривая — расчет [61] по формуле (34); штриховая — чернотельный закон (41).

расчету по формуле (34) с параметрами $T_0 \approx 25$ МэВ (см.рис.5,13), $\beta_0 \approx 1,3 \beta_0$, извлеченными из модифицированной модели Валечки. Расчет на основе теории конечных ферми-систем дает значение $I_{int}(\omega_p=0, \beta \approx 1,3 \beta_0) \approx 5$ в (30). Теоретическая кривая ложится на экспериментальную при $t_0 \sim 10$ Фм.

При $\omega < T_0$, $\tau_f < 0$ и фотони заперты внутри ядерного файрбала вплоть до момента его раз渲а ($T \approx T_0$, $\beta \approx \beta_0$). До этого момента они могут вылетать лишь из поверхностного слоя шириной λ_f . Ихад "поверхностных" фотонов в инвариантное дифференциальное сечение можно оценить, умножив $I_{int}(t)$ на фактор $1 - (1 - \tau_f(t)/R(t))^3 3\tau_f(t)/R(t)$, где $R(t)$ – радиус ядерного файрбала. Этим вкладом будем пренебрегать.

При изучении объемного эффекта следует учесть, что закон дисперсии фотонов в ядерной среде отличается от свободного $\omega = |\vec{q}|$. В ядерной среде происходят продольные и поперечные колебания электромагнитного поля. Закон дисперсии продольных колебаний определяется равенством нулю продольной диэлектрической проницаемости: $\epsilon_{11} = 0$. Такие кванты очевидно отсутствуют в вакууме и поэтому должны поглощаться при раз渲е файрбала. Закон дисперсии поперечных колебаний электромагнитного поля определяется из условия

$$\omega^2 \epsilon_1 = \vec{q}^2, \quad \epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega_p \approx \sqrt{\frac{4\pi e^2 p_p}{m_N^*}}, \quad \beta_p \approx \beta/2. \quad (37)$$

Отсюда следует $\omega(|\vec{q}|) \approx \sqrt{\vec{q}^2 + \omega_p^2}$. Фотоны с таким законом дисперсии могут перходить на пустотную ветвь $\omega = |\vec{q}|$ при раз渲е ядерного файрбала. Такой переход характеризуется временем

$$\tau_{\text{файр}}^{\text{бак}} \sim \frac{1}{|\sqrt{\vec{q}^2 + \omega_p^2} - |\vec{q}||} \rightarrow 20 \text{ м}^{-1}. \quad (38)$$

Это время существенно больше времени τ_f , характеризующего стадию, на которой происходят последние NN -столкновения. Поэтому для поперечных фотонов раз渲 файрбала с хорошей точностью можно рассматривать как мгновенный. Инвариантное дифференциальное сечение рождения фотонов может быть получено в полной аналогии с тем, как это было сделано в разделах 6, 8 для лионов и нуклонов.

При внезапном раз渲е системы импульсное распределение числа фотонов $dN_f/d\vec{q}$ определяется через их функцию Грина δ_f^{+-} , взятую в момент времени, непосредственно предшествовавший раз渲у.

валу файрбола:

$$dN_f = 2 \cdot 2 i \omega_f \delta_f^{-+}(t_0 - 0, t_0 - 0, \vec{q}) V(t_0) d^4 q / (2\pi)^4. \quad (39)$$

Лиший по сравнению с пионами одного сорта фактор 2 учитывает две возможные поляризации фотонов. Функция Грина δ_f^{-+} в равновесной среде с $T \neq 0$ выражается через минимум часть запаздывающей функции Грина, которая вблизи ветви спектра $\omega = \omega(1/\vec{q})$ (37) имеет вид

$$\text{Im } G_f^R(\omega, \vec{q}, T) = -\pi \delta(\omega^2 - \epsilon_f^1 |\vec{q}|^2). \quad (40)$$

Используя эти соотношения, связь $dN/d\vec{q}$ с $d\delta/d\vec{q}$, а также выражение (33), для инклюзивных процессов получаем

$$\frac{d\delta}{d\omega d\alpha} = \frac{1,2^2 f^{5/3} \cdot 10}{140} \left[\frac{\text{мбн}}{\text{жэв}} \right] \frac{2}{(2\pi)^2} \frac{\vec{q}^2 \Gamma_f}{g_b [\exp(\sqrt{\omega_p^2 + \vec{q}^2}/T_b) - 1]} \quad (41)$$

(для свободных фотонов $\omega = |\vec{q}|$). Здесь величина \vec{q}^2/g_b взята в пионных единицах, вследствие чего возник множитель $1/140$;

$$\Gamma_f = \frac{1/\vec{q}}{(\omega - \frac{1}{2} \frac{\partial \Pi_f}{\partial \omega})/|\omega| = \sqrt{\vec{q}^2 + \omega_p^2}} = \frac{1/\vec{q} \Gamma^0}{(\omega_p^2 + \vec{q}^2)^{3/2}} \quad (42)$$

фактор, учитывающий сбрасывание "шубы" фотонными квазичастицами при их переходе из среды в вакуум;

$$\Pi_f = \frac{|\vec{q}|^2 \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad (43)$$

поляризационный оператор фотона в среде.

Сравнение расчета инвариантного дифференциального сечения рождения фотонов с экспериментальными данными приведено на рис. I9 (штриховая кривая). Значения $\rho_b \approx 0,6 g_b$ и $T_b \approx 15$ жэв (см. рис. I3) выбраны по использованной выше модифицированной модели Валечки. Подчеркнем, что выражение (41) применимо только при $\omega_f < T$, когда $\Delta_f < D$. При $\omega_f > T$ следует использовать выражение (34) (сплошная кривая на рис. I9).

Сравнение теоретических кривых с экспериментальными данными свидетельствует об их качественном согласии. При разумных значениях параметров удается достичь и количественного согласия. Подчеркнем, что для этого использовались те же параметры теории конечных ферми-систем, что и в [9] для атомных ядер, была принята та же картина динамики ядерного файрбола и выбраны те же

значения параметров T_m , β_m и T_g , β_g , что и выше, с которыми, в целом, достигнуто неплохое согласие с экспериментом пионных и нуклонных характеристик ядерного файрбола.

Итак, из анализа дифференциальных сечений рождения фотонов можно извлечь полезную информацию о динамике ядерного файрбола, дополняющую и подтверждающую сведения о существенной роли сре-довых эффектов, которые уже были получены выше, исходя из пионных и нуклонных данных. Проделанные расчеты позволяют также по-новому взглянуть на относительную роль первичных и последующих π, ρ -столкновений. Последние играют значительно большую роль, чем предполагалось в других работах [67-69].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше с учетом эффектов поляризации ядерной среды, учитывающих изменение амплитуды $N\bar{N}$ -взаимодействия в плотном и нагретом ядерном веществе по сравнению с вакуумным $N\bar{N}$ -взаимодействием, были проанализированы наблюдаемые характеристики основных компонент ядерного файрбола — нуклонов и пионов, а также фотонов. Однако при рассмотренных, достижимых на бэвалаке энергиях могут с малой вероятностью рождаться другие частицы — Λ^+ -мезоны, Λ -гипероны, дилептоны, антинуклоны. Уже имеются некоторые экспериментальные данные по рождению этих частиц [70-74]. Эти данные также следует анализировать при учете эффектов поляризации ядерной среды. Для дилептонов такое рассмотрение уже было проведено [72, 73] и показало, что эффекты среди существенно увеличивают результирующее сечение рождения e^+e^- -пар.

В настоящее время подготавливаются и ведутся экспериментальные исследования ядро-ядерных реакций при энергиях ~ 10 и ~ 100 - 200 ГэВ/нукл. Анализ [14] показал, что при энергиях ~ 10 ГэВ/нукл. образуемое нуклонное вещество ядерного файрбола все еще можно рассматривать черным, так же, как это делалось при бэвалаковских энергиях, а при энергиях $\sim 10^2$ ГэВ/нукл. — серым. Поэтому представляется разумным использовать приведенное выше описание и в области ультраквантитативистских энергий. При этом на начальной стадии формирования и расширения ядерного файрбола, вероятно, следует принять в рассмотрение кварк-глюонные степени свободы, в то время как для описания более поздней стадии главными компонентами файрбола, по-прежнему, можно считать пионы и нуклоны.

Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют об усилении выхода пионов и фотонов с энергиями $\gtrsim 0,7$ ГэВ [71]. Вероятно такое усиление связано с рассмотренными выше эффектами поляризации ядерной среды. Действительно, фурм-фактор \tilde{f} , подавляющий вершину NN -взаимодействия, начинает проявляться как раз при энергиях $\gtrsim 0,7$ ГэВ (см. Приложение). Эти и другие не рассмотренные выше вопросы требуют дальнейшего всестороннего изучения.

Приложение

ПАРНОЕ NN -ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕ В ИЗОТОПИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОЙ ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ

Парное NN -взаимодействие в изотопически симметричной ядерной среде представляется в виде [9, 5-8]

$$T = \cancel{\langle \rangle} = C_0 \{ F + F' \vec{\xi}_1 \vec{\xi}_2 + (\xi + \xi' \vec{\xi}_1 \vec{\xi}_2) \vec{b}_1 \vec{b}_2 + f_{\pi NN} T_\pi(\vec{\omega}_1 \vec{k}) (\vec{b}_1 \vec{k}) \}. \quad (\text{П.1})$$

Здесь введены следующие обозначения: $C_0^{-1} = d\rho/d\xi_F |_{\rho_F} = p_F(q_0)$, ξ и ρ_F — энергия и импульс ферми-нуклона, \vec{b} и $\vec{\xi}$ — спиновые и изоспиновые матрицы Паули, $f_{\pi NN} \approx 1/m_\pi$ — константа πNN -взаимодействия, k — передаваемый импульс. Амплитуды F , F' , ξ , ξ' , T_π выражаются через параметры теории конечных ферми-систем, f , f' , q , q' — после учета нуклон-нуклонных корреляций:

$$F = f\Gamma(f), \quad F' = f'\Gamma(f'), \quad \xi = g\Gamma(q), \quad \xi' = g'\Gamma(q'), \quad (\text{П.2})$$

где $\Gamma(x) = 1/(1+2x\Phi)$, $\Phi(\omega_\pi, k)$ — функция Линдхарда:

$$T_\pi = \Gamma^2(q') D_\pi = \frac{\Gamma^2(q)}{\omega_\pi^2 - m_\pi^2 - k^2 - \Pi(\omega_k, k)}, \quad (\text{П.3})$$

$\Pi(\omega_\pi, k)$ — поляризованный оператор пиона в ядерной среде, зависящий от плотности и температуры.

Параметры f , f' , q , q' определяются более локальными графиками и поэтому их зависимость от q и T предполагается вязкой.

С учетом приведенных выражений имеем

$$|T_{\mu\nu}^{(n)}|^2 = 4C_0^2 \left\{ (F-F')^2 + 2(\xi-\xi')^2 + |\xi-\xi'|^2 + C_0^{-2} f_{\pi NN}^2 k^2 \Gamma^2(q') |D_\pi| ^2 \right\}, \quad (\text{П.4})$$

$$|\Gamma_{np}^{(3)}|^2 = 16 C_0^2 \left\{ F'^2 + 2G'^2 + |G' + C_0^{-1} f_{\pi NN}^2 k^2 \Gamma^2(g') D_{\pi^{\pm}}|^2 \right\};$$

$$|\Gamma_{pp}|^2 = 4 C_0^2 \left\{ (F+F')^2 + 2(G+G')^2 + |G+G' + C_0^{-1} f_{\pi NN}^2 k^2 \Gamma(g) D_{\pi^0}|^2 \right\}.$$

Фактор Γ , учитывающий NN -корреляции в фотонной вершине, также может быть выражен через параметры теории конечных ферми-систем. Однако его следует взять при $\omega_f = |\vec{q}_f|$. При этом функция Линдхарда $\Phi(\omega = |\vec{q}_f|)$ подавлена и $\Gamma \approx 0.7 - 1$.

Согласно рис.2 поляризационный оператор пиона определяется выражением

$$\Pi(\omega, k) = \text{---} \circlearrowleft + \text{---} \circlearrowright + \text{---} = \Pi_N + \Pi_A + \Pi_{Reg}, \quad (\text{II.5})$$

где заштрихованный блок означает учет NN -корреляций.

Приведем явный вид поляризационного оператора π -мезона в случае среды с $N=Z$ при $T=0$ [7-8] ($\hbar = m_\pi = c = 1$):

$$Re \Pi_A \approx -\frac{B \beta_1 \Gamma}{\tilde{\omega}_A^2(t) - \omega^2}, \quad B \approx \frac{4.0 \rho \tilde{\Gamma}^2 k^2 \tilde{\omega}_A(t)}{\beta \beta_1}; \quad (\text{II.6})$$

$$\beta = 1 + 0.23 k^2, \quad \beta_1 = 1 + 0.5 g \tilde{\Gamma}^2;$$

$$\Gamma = \frac{1}{1 + C / (\tilde{\omega}_A^2(t) - \omega^2)}, \quad C \approx 1.8 \rho \tilde{\Gamma}^2 / \beta, \quad \tilde{\omega}_A(t) = \tilde{\omega}_A + \frac{t}{2m_N^*};$$

$$t = k^2 - \omega^2, \quad \tilde{\Gamma} = e^{-k^2/\lambda_A^2} / \sqrt{\beta}, \quad \lambda_A \approx 5, \quad \tilde{\omega}_A = \omega_A (1 + \frac{\omega_A}{2m_N});$$

$$\omega_A \approx 2.1, \quad m_N \approx 6.7;$$

$$Re \Pi_{Reg} \approx -0.5 \omega^2 g \tilde{\Gamma}^2 + 0.5 g \tilde{\Gamma}^2 + 1.0 g \tilde{\Gamma}^2 k^2, \quad (\text{II.7})$$

$Re \Pi_N$ мала при $\omega \gtrsim 7$.

В результате две верхние ветви закона дисперсии пиона находятся из уравнения

$$\omega \approx \left\{ \frac{\tilde{\omega}_A^2 + C + J}{2} \pm \left[\frac{(\tilde{\omega}_A^2 + C + J)^2}{4} + \tilde{B} - AC - J \tilde{\omega}_A^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (\text{II.8})$$

$$J = 1 + \beta_0 k^2 / \beta_1, \quad \beta_0 = 1 + 1.0 g \tilde{\Gamma}^2, \quad \tilde{\omega}_A \approx \omega_A + \frac{k^2}{2m_N^*(g)}, \quad \tilde{B} = \frac{4.0 \rho \tilde{\Gamma}^2 k^2 \tilde{\omega}_A}{\beta \beta_1}.$$

При $T \ll m_\pi$ зависимость (II.6) – (II.8) от температуры – слабая.

Список литературы

1. Chapline G.F., Johnson M.H., Teller E., Weiss M.S. Highly excited nuclear matter. Phys. Rev., 1973, DB, №12, p. 4302-4309.
2. Tanihata I., Nagamiya S., Schnetzer S., Steiner H. One and two-proton inclusive spectra in 800 Mev proton-nucleus collisions and the mean free path of protons in nuclei. Phys. Lett., 1981, B100, №2, p. 121-125.
3. Gyulassy M., Greiner W. Critical scattering and pionic instabilities in heavy ion collisions. Ann. Phys., 1977, 109, p. 485-527.
4. Voskresensky D.N. The dynamics of the pion degrees of freedom in a hot nuclear matter and the fireball model. Preprint Niels Bohr Ins. NBI-83-22, Copenhagen, 1983.
5. Воскресенский Д.Н., Сенаторов А.В. Длины свободного пробега нуклонов и пионов в нагретом, плотном ядерном веществе. ЯФ, 1991, 53, вып. 6, с. 1521-1533.
6. Воскресенский Д.Н., Сенаторов А.В. Рождение фотонов в ядерных столкновениях. ЯФ, 1990, 52, вып. 8, с. 447-457.
7. Migdal A.B., Saperstein E.E., Troitsky M.A., Voskresensky D.N. Pion degrees of freedom in nuclear matter. Phys. Rep., 1991, 192, №4-6, p. 177-437.
8. Мигдал А.Б., Воскресенский Д.Н., Саперштейн Е.Е., Троицкий М.А. Пионные степени свободы в ядерном веществе. М.: Наука, 1990.
9. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. 2-е изд.. М.: Наука, 1982.
10. Hecking P. Pion mean free path in nuclear matter. Phys. Lett., 1981, B103, №6, p. 401-404.
11. Nagamiya S., Lemaire M.C., Moeller E. et al. Production of pions and light fragments at large angles in high-energy nuclear collisions. Phys. Rev., 1981, C24, №3, p. 971-1009.
12. Nagamiya S., Gyulassy M. High-energy nuclear collisions. Adv. in Nucl. Phys., 1984, 13, p. 201-316.
13. Simens P.J., Rasmussen J.O. Evidence for a blast wave from compressed nuclear matter. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, №14, p. 880-883.
14. Nagamiya S. Toward new forms of nuclear matter with relativistic heavy-ion collisions. Nucl. Phys., 1988, A488,

15. Beavis D., Fung S.Y., Gorn W. et al. Pion source parameters in Ar on KCl collisions. Phys. Rev., 1983, 27, №2, p. 910-913.
16. Zarbakhsh Z., Sagle A.L., Brochard F. et al. Correlations at small relative momenta among protons produced in collisions of 1.8 Gev nucleon ^{40}Ar with a KCl target. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, №19, p. 1268-1270.
17. Gustafsson H.A., Gutbrod H.H., Kolb B. et al. Freezout density in relativistic nuclear collisions measured by proton-proton correlations. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, №6, p. 544-547.
18. Nagamiya S., Hamagaki H., Hecking P. et al. Production of negative pions with 183 Mev nucleon Ne beams. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, №26, p. 1780-1783.
19. Miller J., Beroovitz J., Claesson G. et al. Subthreshold pion production with associated multiplicity selection in the reaction $^{139}\text{La} + ^{139}\text{La} = \pi^- + X$. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, №23, p. 2408-2411.
20. Krebs K., Gilot J.F., Kirk P.N. et al. Subthreshold negative pions and energetic protons production at $\theta_{c.m.} = 90^\circ$ in 246 Mev/nucl. $^{139}\text{La} + ^{139}\text{La}$ collisions. Phys. Lett., 1986, B171, №1, p. 37-40.
21. Sandbal A.R., Stock R., Stelzer H.E. et al. Energy dependence of multi-pion production in high-energy nucleus-nucleus collisions. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, №11, p. 874-877.
22. Harris J.W., Odyniec G., Pugh H.G. et al. Pion production in high-energy nucleus-nucleus collisions. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, №5, p. 463-466.
23. Harris J.W., Bock R., Brockmann R. et al. Pion production as a probe of nuclear matter equation of state. Phys. Lett., 1985, B153, №6, p. 377-381.
24. Schulz H., Voskresensky D.N. Pion fluctuations in relativistic H.I.R. and the π^-/Z ratio. Phys. Lett., 1984, B141, №1-2, p. 37-41.
25. Воскресенский Д.Н., Сенаторов А.В. Пионные степени свободы в ядро-ядерных столкновениях. ЯФ, 1988, 49, вып.1, с.114-126.
26. Воскресенский Д.Н. Термодинамическая модель процесса ядро-ядерного столкновения. ЯФ, 1989, 50, вып.12, с.1583-1594.
27. Воскресенский Д.Н., Сенаторов А.В. Динамика пионной степени свободы в столкновениях ядер. ДАН СССР, 1988, 293, вып.3.

c.606-610.

28. Senatorov A.V., Voskresensky D.N. Pion dinamics in heavy ion collisions. Phys.Lett., 1989, B219, №1, p.31-34.
29. Siemens P.J., Kapusta J.L. Evidence for a soft matter equation of state. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, №12, p.1486-1489.
30. Stock R. Particle production in high energy nucleus-nucleus collisions. Phys.Rep., 1986, 135, №5, p.259-315.
31. Csernai L.P., Kapusta J.I. Entropy and cluster production in nuclear collisions. Phys.Rep., 1986, 131, №4, p.223-318.
32. Stocker H., Greiner W. High energy heavy ion collisios probing the equation of state of highly excited hadronic matter. Phys.Rep., 1986, 137, №5-6, p.277-392.
33. Stocker H. Pion, light fragment and entropy production in nuclear collisions. Preprint LBL-12302, Berkeley, USA, 1981.
34. Bertsch G., Gugnon J. Entropy production in high-energy collisions. Phys.Rev., 1981, C24, №6, p.2514-2520.
35. Kapusta J.I., Strottman D. Entropy generation and hydrodynamical flow in relativistic heavy ion collisions. Phys.Rev., 1981, C23, №3, p.1282-1285.
36. Deutchman P.A., Madigan R.L., Norbury J.W., Townsend L.W. Pion production through coherent isobar formation in heavy ion collisions. Phys.Lett., 1983, B132, №1, p.44-46.
37. Malfliet R., Schurmann B. Pion absorption versus compression effects in relativistic nucleus-nucleus collisions. Phys.Rev. 1983, C28, №3, p.1136-1139.
38. Cenni R., Dillon G. Self-consistency and quasi-particle approximation in π and Λ propagations in nuclear matter. Nucl.Phys., 1983, A392, №2-3, p.438-456.
39. Министрин И.Н., Сатаров Л.М. Соударения ядер высокой энергии в гидродинамической модели с учетом эффектов замораживания. ЯФ, 1983, 37, вып.4, с.894-906.
40. Cahay H., Gugnon J., Vandermeulen J. Pion multiplicity in central nucleus-nucleus collisions. Nucl.Phys., 1983, A411, №3, p.524-536.
41. Aichelin J., Bertsch G., Subthreshold pions from the compound nucleus. Phys.Lett., 1984, B138, №5-6, p.350-352.
42. Kitazoe Y., Gyulassy M., Danielewicz P. et al. New cascade model calculation of pion multiplisity in high-energy heavy ion

- collisions. Phys.Lett., 1984, B138, #5-6, p.341-344.
43. Noll M.,Grosse E.,Braun-Munzinger P. et al.Cooperative effects observed in the π^0 production from nucleus-nucleus collisions. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, #15,p.1284-1287.
44. Gale C.,Das Gupta S. Subthreshold pion production. Thermodynamical calculations. Phys.Rev., 1984, C30, #1, p.414-415.
45. Aichelin J. New evidence for "hot spots" from subthreshold pions. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, #26, p.2340-2343.
46. Norbury J.W.,Deutchman P.A.,Townsend W. A particle-hole calculations for pion production in relativistic heavy ion collisions. Nucl.Phys., 1985, A433, #4, p.691-712.
47. Sano M.,Gyulassy M.,Wakai M.,Kitasoe Y. Nuclear compression effects on pion production in nuclear collisions. Phys.Lett., 1985, B156, #1-2, p.27-32.
48. L'Hote D. Experimental investigation of the nuclear equation of state. Nucl.Phys., 1988, A488, p.457c-476c.
49. Grosse E. Subthreshold pion production in nucleus-nucleus collisions. Nucl.Phys., 1986, A447, p.611c-623c.
50. Prakash M.,Guet C.,Brown G.E. Pion production in peripheral nucleus-nucleus collisions. Nucl.Phys., 1986, A447, p.625c-633c.
51. Kitazoe Y.,Sano M.,Toki H.,Nagamiya S. Pion production mechanism in high energy heavy ion collisions. Phys.Lett., 1986, B166, #1, p.35-40.
52. Hahn D.,Stocker H. Temperatures in heavy-ion collisions from pion multiplicities. Nucl.Phys., 1986, A452, #4, p.723-737.
53. Hahn D.,Stocker H. The quantum statistic model of fragment formation. Entropy and temperature extraction in h.i.e. Nucl. Phys., 1988, A476, #4, p.718-772.
54. Hahn D.,Glendenning N.K. Pion spectra in equilibrium models of nuclear collisions. Phys.Rev., 1988, C37, #3, p.1053-1061.
55. Stock R.,Bock R.,Brockman R. et al. Compression effects in relativistic nucleus-nucleus collisions. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, #17, p.1236-1239.
56. Gugnon J.,Mazutani T.,Vandermeulen J. Equilibration in relativistic nuclear collisions: a Monte Carlo calculation.

- Nucl.Phys., 1981, A352, №3, p.505-534.
57. Gugnon J., Kinet J., Vandermeulen J. Pion production in central high energy nuclear collisions. Nucl.Phys., 1982, A379, №3, p.553-567.
58. Gugnon J. Monte Carlo calculations of high energy heavy-ion interaction. Phys.Rev., 1980, C22, №5, p.1885-1896.
59. Kruse H., Jacak B.V., Stocker H. Microscopic theory of pion production and sideways flow in heavy-ion collisions. Phys.Rev.Lett., 1985, E4, №4, p.289-292.
60. Воскресенский Д.Н., Орешков О.В. Роль средовых эффектов в распределении нуклонов по импульсам в ядро-ядерных столкновениях и так называемая загадка энтропии. ЯФ, 1989, 50, вып.11, с.1317-1323.
61. Mishustin I.N., Myhrer F., Siemens P.J. Entropy of hot matter produced in heavy ion collisions. Phys.Lett., 1980, B95, №3-4, p.361-364.
62. Zimanyi J., Bondorf J., Mishustin I., Theis J. Relativistic mean-field theory for hadronic matter with interacting thermal pions. Nucl.Phys., 1985, A435, №3-4, p.810-825.
63. Friedman B., Pandharipande V.R., Usmani Q.N. Very hot nuclear matter and pion production in relativistic heavy-ion collisions. Nucl.Phys., 1981, A372, №3, p.483-495.
64. Kwato Njock M., Maurel M., Monnand E. et al. Impact parameter dependence of high energy gamma-ray in argon induced reaction at 85 Mev/n. Nucl.Phys., 1988, p.503c-508c.
65. Kwato Njock M., Maurel M., Monnand E. et al. Impact parameter dependence of high-energy gamma-ray production in argon induced reaction at 85 Mev/nucleon. Nucl.Phys. 1988, A489, №2, p.368c-380c.
66. Nifenecker H., Kwato Njock M., Pinston J.A. High energy gamma-ray production in heavy ion reactions. Nucl.Phys., 1989, A495, p.3c-19c.
67. Bondorf J., Garpmann S.I.A., Zimanyi J. A simple analytic hydrodynamic model for expanding fireballs. Nucl.Phys., 1978, A296, №2, p.320-332.
68. Nifenecker H., Bondorf J.P. Nuclear electromagnetic bremsstrahlung: a new tool for studying heavy-ion reactions. Nucl.Phys., 1985, A442, №3, p.478-508.

69. Bertsch G.F.,Das Gupta S. A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions. *Phys.Rep.*, 1988, 160, #4, p.189-233.
70. Bad.Honnef. Strangeness in hadronic matter. Proc. of the intern. symp. on Strangeness in hadronic matter. FRG, June 1987, *Nucl.Phys.*, 1988, A479.
71. Proc.of the seventh intern. conf. on ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions. Lenox, Massachusetts, USA, Sept. 26-30, 1988, *Nucl.Phys.* 1989, A498.
72. Xiong L.,Wu Z.G., Ko C.M., Wu J.Q. Dielectron production from nucleus-nucleus collisions. *Nucl.Phys.*, 1990, A512, p.772-786.
73. Korpa C.L.,Xiong L.,Ko C.M.,Siemens P.J. Dilepton production from pion-pion annihilation in a nuclear medium. *Phys.Lett.*, 1990, B246, p.333-336.
74. Shor A.,Perez-Mendez V.,Ganezer K. Internal nucleon momentum and subthreshold anti-proton production in p-nucleus and nucleus-nucleus collisions. *Nucl.Phys.*, 1990, A514, p.717-733.
75. Claesson G.,Krebs G.,Miller J. et al. Proton emission in La+La collisions at E/A=138 and 246 Mev. *Phys.Lett.*, 1990, B251, #1, p.23-27.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Исходная физическая модель	3
2. Оценка длин свободного пробега нуклонов и пионов в нагретой ядерной среде	3
3. Основные экспериментальные проявления многочастичных эффектов в ядро-ядерных столкновениях	9
4. Краткий обзор моделей ядро-ядерных столкновений, не учитывающих смягчение пионной степени свободы ...	16
5. Уравнение состояния в релятивистских среднеполевых моделях со свободными пионами	18
6. Смягчение пионной степени свободы в динамике процесса расширения файрбола	20
7. Учет смягчения пионной степени свободы в термодинамическом описании ядро-ядерных столкновений	26
8. Роль эффектов поляризации ядерной среды в выходе нуклонов	31
9. Так называемая загадка энтропии	35
10. Проявление эффектов поляризации ядерной среды в процессах с рождением фотонов	37
Заключение	43
Приложение. Парное NN -взаимодействие в изотопически симметричной ядерной среде	44
Список литературы	46